
BACHELORARBEIT

Herr
René Menzel

**Aufbau und Charakterisierung
eines gepulsten Faserlasers
mit einstellbaren Pulsformen**

Mittweida, 2014

BACHELORARBEIT

Aufbau und Charakterisierung eines gepulsten Faserlasers mit einstellbaren Pulsformen

Autor:

Herr

René Menzel

Studiengang:

Physikalische Technik

Seminargruppe:

PT11wL-B

Erstprüfer:

Herr Prof. Dr. Bernhard Steiger

Zweitprüfer:

Herr Dipl.-Ing. (FH) Stefan Mauersberger

Einreichung:

Mittweida, 08.12.2014

Verteidigung/Bewertung:

Mittweida, 2014

Inhalt

Inhalt	I
Abbildungsverzeichnis	III
Formelverzeichnis	IV
Variablenverzeichnis.....	V
1 Einleitung	1
2 Stand der Technik.....	3
3 Theoretische Grundlagen	5
3.1 <i>Aufbau und Funktionsweise eines MOPA</i>	5
3.2 <i>Zeitliche Strahlverteilung</i>	7
3.2.1 Pulsformänderung	7
3.2.2 Sättigungsenergie.....	9
3.2.3 Messprinzip.....	11
3.3 <i>Räumliche Strahlverteilung.....</i>	13
3.4 <i>Polarisationszustand.....</i>	17
4 Experimentelle Durchführung	21
4.1 <i>Versuchsaufbau.....</i>	21
4.2 <i>Stand der Anlage</i>	22
4.3 <i>Die 3. Verstärkerstufe</i>	23
4.3.1 Ausgangsleistung mit drei Pumpdioden	23
4.3.2 Bestimmung der Sättigungsenergie.....	25
4.3.3 Kontrolle der Ergebnisse	27
4.4 <i>Strahlqualität.....</i>	30
4.4.1 Messaufbau	30
4.4.2 Bestimmung der Strahlqualität.....	31
4.5 <i>Polarisation</i>	33
4.5.1 Messaufbau	33
4.5.2 Messdurchführung	33
4.5.3 Stokes-Parameter	35

5	Bewertung und Ausblick	37
6	Danksagung	38
	Literatur	39
	Anlagen	XL
	Selbstständigkeitserklärung	45

Abbildungsverzeichnis

Abbildung 1: Möglicher Pulsverlauf des Pyroflex Faserlaser	3
Abbildung 2: Aufbau eines MOPA's	5
Abbildung 3: Pulsformänderung bei der Verstärkung eines zeitlichen Top-Hat-Profil.....	7
Abbildung 4: Verstärkung eines Pulses [rp-pho]	8
Abbildung 5: Prinzipieller Aufbau zur Messung des zeitlichen Pulsverlauf	12
Abbildung 6: Darstellung der Parameter eines Strahles im Fokusbereich	13
Abbildung 7: Darstellung der optischen Ebenen für eine Abbildung.....	16
Abbildung 8: Polarisationszustände [optikwiki].....	17
Abbildung 9: Darstellung der Parameter zur Beschreibung einer Ellipse.....	18
Abbildung 10: Messaufbau zur Bestimmung des Polarisationszustandes	19
Abbildung 11: Laseraufbau.....	21
Abbildung 12: Kennlinie AOM.....	22
Abbildung 13: Ausgangsleistungen des Lasers bei verschiedenen Pumpleistungen	24
Abbildung 14: Pulsverläufe nach der 3. Verstärkerstufe.....	25
Abbildung 15: Vergleich von Rechnung und Messung zur Bestimmung der Sättigungsenergie.....	26
Abbildung 16: Eingangs- und Ausgangssignal.....	27
Abbildung 17: Vergleich der Simulation und Messung eines Top-Hat-Puls	28
Abbildung 18: Verstärkung auf ein Gaußburst	29
Abbildung 19: Messaufbau zur Bestimmung der Strahlqualität.....	30
Abbildung 20: Aufnahme des Laserstrahl vor (links), im (mitte) und nach (rechts) der Strahltaile. 31	
Abbildung 21: Programm zur Bestimmung der Strahlqualität.....	32
Abbildung 22: Messung der Leistung nach Einbau und Verdrehung von Polarisationsfilter	34
Abbildung 23: Ermittlung der Stokes-Parameter	35
Abbildung 24: Screenshot von [ino]	XL
Abbildung 25: Screenshot von [jenoptik]	XL I
Abbildung 26: Screenshot von [optikwiki].....	XL II
Abbildung 27: Screenshot von [rp-pho]	XL III
Abbildung 28: Screenshot von [solu].....	XL IV

Formelverzeichnis

Formel 1.....	8
Formel 2.....	9
Formel 3.....	9
Formel 4.....	9
Formel 5.....	10
Formel 6.....	10
Formel 7.....	10
Formel 8.....	10
Formel 9.....	11
Formel 10.....	11
Formel 11.....	11
Formel 12.....	11
Formel 13.....	12
Formel 14.....	12
Formel 15.....	12
Formel 16.....	12
Formel 17.....	13
Formel 18.....	13
Formel 19.....	14
Formel 20.....	14
Formel 21.....	14
Formel 22.....	14
Formel 23.....	14
Formel 24.....	14
Formel 25.....	15
Formel 26.....	15
Formel 27.....	15
Formel 28.....	16
Formel 29.....	16
Formel 30.....	18
Formel 31.....	18
Formel 32.....	18
Formel 33.....	19
Formel 34.....	19
Formel 35.....	19
Formel 36.....	19
Formel 37.....	34
Formel 38.....	35
Formel 39.....	36

Variablenverzeichnis

E	Energie	J
h	Plancksches Wirkungsquantum	$J \cdot s$
ν	Frequenz	Hz
MFD	Modenfelddurchmesser	m
σ	Wirkungsquerschnitt	m^2
Γ	Überlappfaktor	
λ	Wellenlänge	m
NA	Numerische Apertur	
P	Leistung	W
G_0	Kleinsignalverstärkung	
t	Zeit	s
A	Fläche	m^2
H	Fluenz	$\frac{J}{cm^2}$
I	Intensität	$\frac{W}{cm^2}$
f	Pulswiederholfrequenz	Hz
k	Umrechnungsfaktor	
I	Strom	A
U	Spannung	V
SPP	Strahlparameterprodukt	$mm \cdot mrad$
Θ	Fernfelddivergenz	mrad
w_0	Fokusradius	mm
M^2	Beugungsmaßzahl	
β'	Abbildungsmaßstab	
a	Gegenstandsweite	m
a'	Bildweite	m
y	Gegenstandsgröße	m
y'	Bildgröße	m
f	Brennweite	m
S	Stokesvektor	W
p	Polarisationsgrad	
β	Winkel	°

1 Einleitung

Für die Industrie ist die Verwendung eines Lasers in den letzten Jahren von immer größerer Bedeutung geworden. Es werden viele Bohr- und Schneidprozesse mit Hilfe von Laserstrahlen durchgeführt. Um die verschiedenen Aufgaben der Lasermaterialbearbeitung optimal zu realisieren, ist eine richtungsunabhängige Bearbeitung notwendig. Ein rotationssymmetrisches Profil als räumliche Strahleigenschaft ist somit zu bevorzugen. Laseranlagen mit hoher Strahlqualität haben meist ein gaußförmiges Strahlprofil. Beim Härten sind mit diesem Profil tiefe Spuren erzeugbar jedoch ist die Breite sehr schmal. Für eine große Fläche sind viele Spuren notwendig. Dazu lässt sich ein Top-Hat Profil, das eine gleichmäßige Energieverteilung besitzt, besser verwenden. Die Bearbeitungsgeschwindigkeit wird erhöht. Beim Beschriften mit Maskenprojektionsverfahren ist ebenfalls ein homogenes Strahlprofil für ein gleichmäßiges Ergebnis zu verwenden. Genau dieses Profil entsteht üblicherweise bei einem Faserlaser im Multimode-Betrieb. Die Strahlqualität ist bei dieser Art schlechter. Aber auch die zeitliche Leistungssteuerung spielt eine immer wichtigere Rolle.

Die Einstellung der Pulsform ist bei Leistungen von einigen hundert Watt noch nicht möglich. Für die Realisierung der Steuerung wird ein AOM (akustooptischer Modulator) verwendet. Dabei wird im Kristall der Strahl im Nanosekunden-Bereich abgelenkt und eine Leistungssteuerung kann stattfinden. Ein Material, das die Leistung von mehreren hundert Watt mittlerer Leistung aushält, steht momentan noch nicht zur Verfügung. Damit trotzdem eine Einstellung der Pulsform bei höheren Leistungen erreicht werden kann, kann ein Verstärkersystem verwendet werden. Dabei kommt das Prinzip eines MOPA (engl. Master Oscillator Power Amplifier) zur Anwendung. Es werden bei bis zu 5 Watt Leistung die spektralen und zeitlichen Eigenschaften durch einen Seedlaser definiert. Mit einem oder mehreren Verstärkern wird diese Laserstrahlung verstärkt und die Ausgangsleistung kann auf einige Watt gebracht werden. In diesem Aufbau soll ein Faserverstärkersystem mit einer Leistung P_{av} von 100 W aufgebaut werden. Dieser soll die Verbindung von der Einstellbarkeit der Pulsform und der guten Strahlqualität herstellen.

Ein Faserlaser war aufgrund der geringen Leistung im Vergleich zu einem CO₂ – Gaslaser bisher nur selten im Einsatz. Mit der guten Strahlqualität lässt sich diese Art der Strahlerzeugung nicht vernachlässigen. Es können durch die Verstärkersysteme Anlagen gebaut werden, die ebenfalls Leistungen von ein paar tausend Watt besitzen. Die Betriebskosten sind vergleichsweise sehr gering, denn es wird kein Betriebsgas benötigt und auch die elektrische Leistung für den Pumpprozess ist durch den höheren Wirkungsgrad geringer. Der Faserlaser besitzt viele Vorteile gegenüber den herkömmlichen Anlagen und wurde für diese Arbeit gewählt.

Das Ziel dieser Arbeit war es, eine Laseranlage aufzubauen, bei der die Pulsform für eine mittlere Leistung bis 100 W einstellbar ist. Dabei soll die Pulsenergie in einem weiten Bereich veränderbar sein. Neben der Charakterisierung der zeitlichen wurden die räumlichen Strahleigenschaften ermittelt. Darunter zählt die Strahlqualität mit der Beugungsmaßzahl, die eine Aussage trifft, wie gut der Laserstrahl fokussierbar ist. Der Polarisationszustand der Strahlung wurde ebenfalls untersucht.

2 Stand der Technik

Durch eine Umsatzsteigerung von insgesamt 82 % in den Bereichen Materialbearbeitung, Beschriftung, Medizintechnik und Messtechnik ist der Faserlaser die Laserstrahlquelle der Zukunft. Auch der hohe Wirkungsgrad von 30 % macht diese Art der Strahlerzeugung sehr interessant.

So bietet Jenoptik einen luftgekühlten Faserlaser an, dessen Pulsdauerbereich zwischen 3 bis 500 ns einstellbar ist. Die mittlere Leistung beträgt bis zu 70 W und je nach Ausführung lassen sich 20 kW als Pulsspitzenleistung erreichen. Die Anlage ist neben Markierungs- und Beschriftungsanwendungen auch für Bohr- und Schneidapplikationen geeignet. Die Pulsdauer ist zwar einstellbar, jedoch gibt es keine wählbare zeitliche Pulsform.

Mit dem PyroFlex Faserlaser von der Firma Eolite ist die Pulsform einstellbar. Die Einstellung des Pulses, der von 1 bis 600 ns betragen kann, kann mit einer Genauigkeit von 1 ns realisiert werden. Die folgende Abbildung zeigt einen möglichen Pulsverlauf.

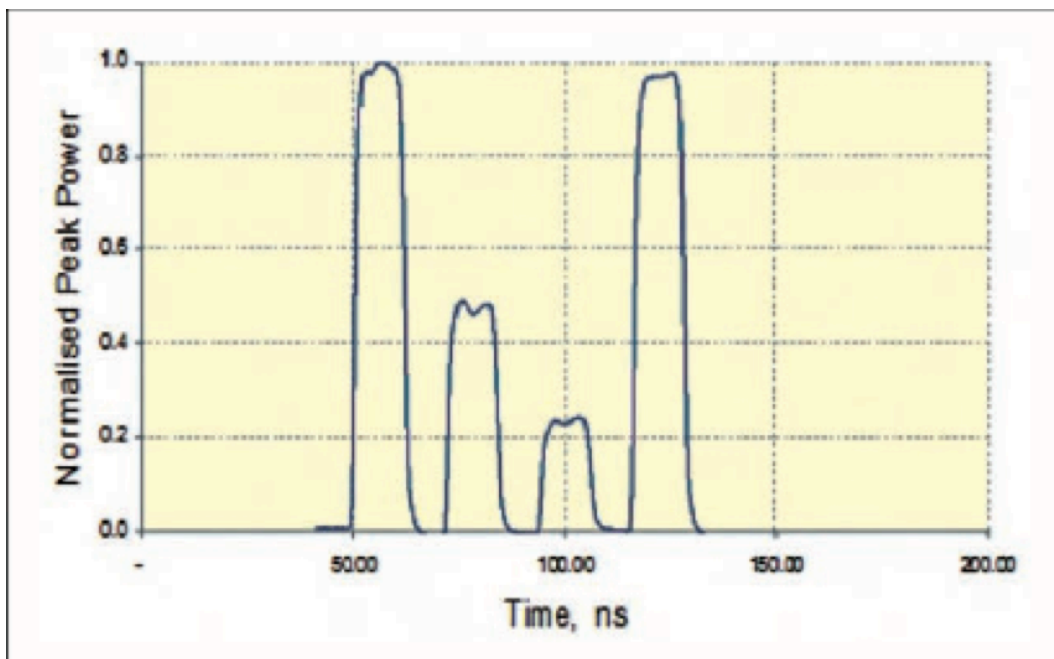


Abbildung 1: Möglicher Pulsverlauf des Pyroflex Faserlaser [solu]

Laut Herstellerangabe ist bei der Wellenlänge von 1064 nm eine Pulsspitzenleistung von 25 kW und eine mittlere Leistung von 25 W erreichbar. Die Pulszüge sind einstellbar und die Repetitionsrate ist zwischen 0 und 500 kHz. Die Pulsenergie

beträgt bis zu 0,5 mJ. Der Strahl ist im TEM₀₀-Mode und besitzt eine Beugungsmaßzahl $M^2 < 1,3$. Diese Anlage besitzt eine hohe Effizienz und Stabilität.

Ähnlich sieht es auch bei der Anlage von INO mit dem MOPAW-3 aus. Mit diesem Laser sind ebenfalls Pulse für eine Leistung bis 25 W formbar. Die Firma entwickelt noch weiter, um die mittlere Leistung auf 50 W zu erhöhen.

Zum jetzigen Zeitpunkt gibt es keine vergleichbare Anlage die eine Pulsformgenerierung bei bis zu 100 W mittlerer Leistung ermöglicht. Ähnliche Anlagen, die wie hier aufgebaut werden soll, besitzen mittlere Leistungen von 20 W bzw. 30 W und Pulsenergien von 0,25 mJ bis 1 mJ.

3 Theoretische Grundlagen

3.1 Aufbau und Funktionsweise eines MOPA

Für die Verstärkung eines Laserpulses auf hohe Leistungen wird ein MOPA-System benötigt. Der prinzipielle Aufbau wird in der Abbildung 2 dargestellt.

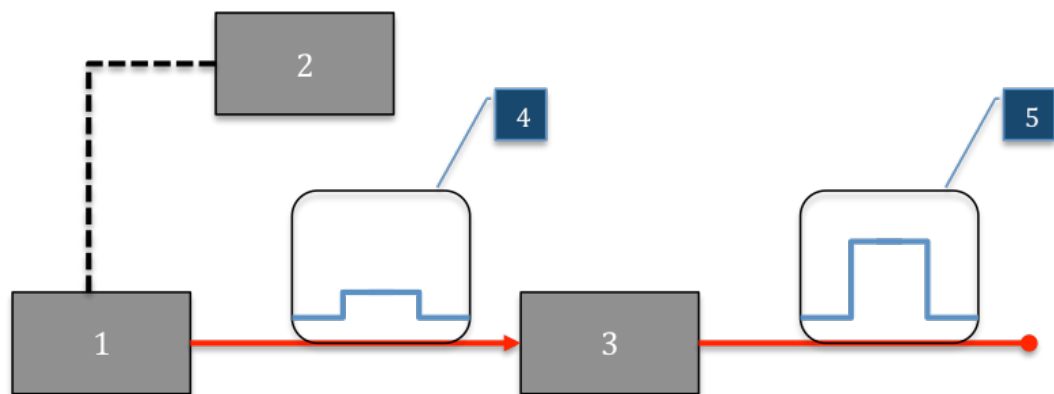


Abbildung 2: Aufbau eines MOPA's

Der Begriff MOPA ist die Abkürzung von Master Oscillator Power Amplifier und bedeutet Verstärkung eines Eingangssignals. Ein Seedlaser [1], wird über einen Funktionsgenerator [2] gesteuert. Dieser dient zur Veränderung der Eingangslaserstrahlung. Durch einen optischen Verstärker [3] wird das Anfangssignal [4] hinsichtlich seiner Leistung verstärkt [5]. Dies erfolgt durch einen Pumpprozess im Verstärker. Die Atome des aktiven Materials werden auf ein höheres Energieniveau gebracht. Die Eingangsstrahlung führt dann zu einer stimulierten Emission der Photonen, die beim Übergang der Atome in den Grundzustand entstehen. Die Anzahl der Photonen steigt und die Leistung erhöht sich. Ist die Verstärkung nicht zu groß gewählt, dann werden die spektralen sowie räumlichen Eigenschaften nicht geändert. Die zeitlichen Eigenschaften wie Frequenz und Pulsdauer bleiben ebenfalls erhalten. Lediglich der zeitliche Verlauf der Leistung wird beeinflusst. Zum Beispiel wird der oben abgebildete Verlauf [5] nicht mehr korrekt rechteckförmig sein, sondern anfangs entsteht eine Überhöhung und nähert sich dann dem Rechteck wieder an. Die Ursache wird im nächsten Abschnitt erläutert.

Bei dem oben genannten Verstärkersystem kann jedoch ein großes Problem auftreten. Im Allgemeinen wird eine hohe Verstärkung angestrebt. Ist jedoch die Eingangsleistung im Vergleich zu der Anzahl der angeregten Atome im Verstärker zu gering werden viele Photonen spontan emittieren. Die spontan emittierten Photonen können wiederum andere Photonen zum Emittieren anregen und zu einer verstärkten Spontanemission führen. Dieser Vorgang wird auch als ASE (engl. „Amplified Spontaneous Emission“) bezeichnet. Strahlung in der gewünschten Richtung kann entstehen, die aber eine andere Wellenlänge als die zuvor erzeugte besitzt. Diese ist für die spätere Nutzung nicht geeignet, da sie das Spektrum erweitert. Im ungünstigsten Fall wird die Strahlung in entgegengesetzter Richtung ausgestrahlt. Das bedeutet, dass die Strahlung in den Laser zurückstrahlt und damit eine Zerstörung hervorrufen kann.

Bei dem Aufbau eines Verstärkersystems aus mehreren Verstärkerstufen entstehen viele Verbindungsstellen. Wird ein Faserlaser aufgebaut, stellt jede Verbindungsstelle zwischen zwei Fasern eine Grenzfläche dar, die eine Reflektion ermöglicht. Um die reflektierte Strahlung zu minimieren muss ein Isolator nach dem Verstärker eingebaut werden, der die reflektierte Strahlung absorbiert bzw. ablenkt.

3.2 Zeitliche Strahlverteilung

3.2.1 Pulsformänderung

Bei der Verstärkung eines Pulses wird dieser im zeitlichen Verlauf verändert. Diese Veränderung wurde schon durch die Frantz-Nodvik Gleichung beschrieben und ist in der Abbildung 3 einmal gezeigt.

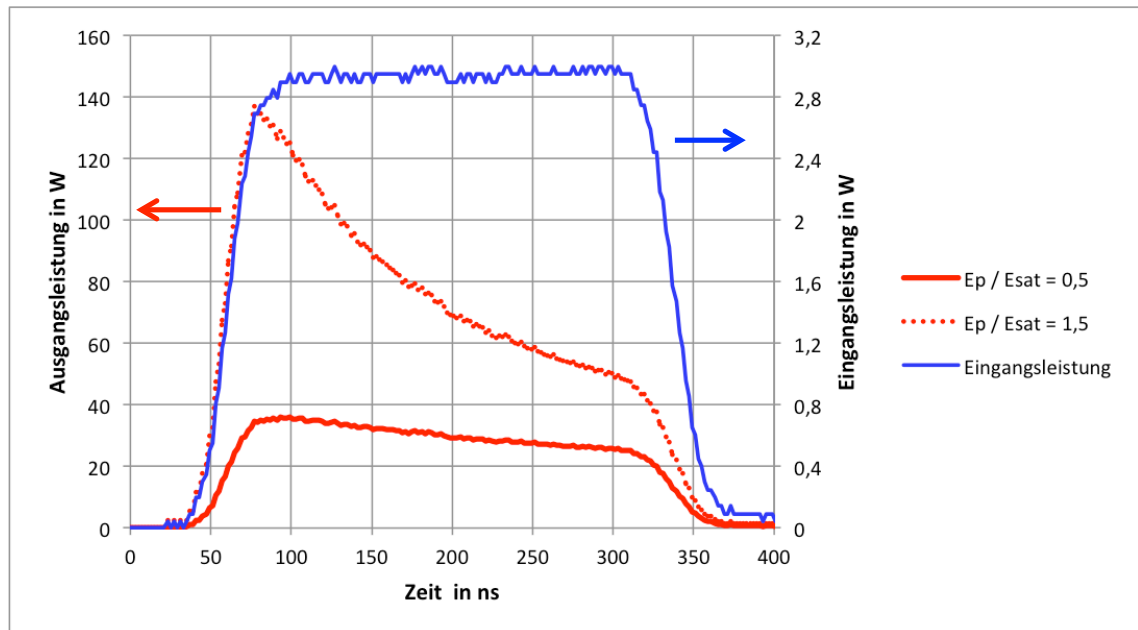


Abbildung 3: Pulsformänderung bei der Verstärkung eines zeitlichen Top-Hat-Profil

Dabei wurde ein rechteckförmiges Signal als Eingangsgröße (blau) generiert und durch den Verstärker die Leistung erhöht. Bei Verstärkungen, wo die Pulsenergie E_p kleiner als die Sättigungsenergie ist, ist eine kleine Veränderung der Form des Ausgangssignals erkennbar. Der Unterschied der Leistung am Anfang und Ende des Pulses ist im Vergleich zur Endleistung relativ klein. Anders sieht es bei einer hohen Verstärkung aus, bei der die Pulsenergie dann größer als die Sättigungsenergie ist. Hier ist eine deutliche Erhöhung am Signalanfang zu verzeichnen. Die Form lässt sich nicht mehr auf ein Rechteck zurückführen. Die Pulsdauer bleibt konstant, wenn die Zeit ab Erreichen von 10 % der Maximalleistung gemessen wird.

Grund für diese Verzerrung ist, dass am Anfang des Pulses noch viele Atome angeregt sind und somit eine hohe Verstärkung erreichbar ist. Je länger der Puls andauert und somit die Pulsenergie immer größer wird, desto geringer wird die Verstärkung, da die Anzahl der angeregten Atome abnimmt. Es findet weiterhin

eine Verstärkung statt, da ständig wieder neue Atome angeregt werden. Die Abhängigkeit der Verstärkung zur Pulsenergie ist in Abbildung 4 dargestellt.

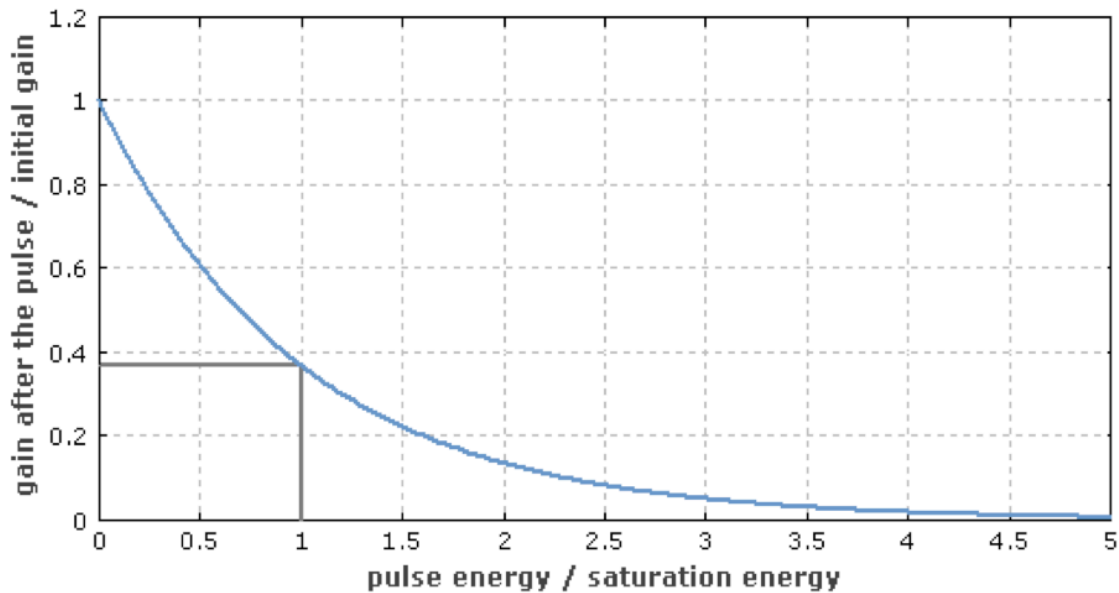


Abbildung 4: Verstärkung eines Pulses [rp-pho]

Auf der Abszisse ist die Pulsenergie zur Sättigungsenergie und auf der Ordinate die momentane Verstärkung zur Anfangsverstärkung dargestellt. Die Anfangsverstärkung kann auch als Kleinsignalverstärkung bezeichnet werden. Die Sättigungsenergie ist gleich der Pulsenergie, bei dem die normierte Verstärkung auf den $1/e$ fachen Wert abgefallen ist. Die Normierung der Energie ist in diesem Punkt eins. Es lässt sich somit feststellen, dass die Kleinsignalverstärkung und die Sättigungsenergie eine wesentliche Rolle bei der Pulsformung spielen. Für eine mathematische Beschreibung der Pulsform nach einer Verstärkung kann die Frantz-Nodvik Gleichung verwendet werden. Für diese Gleichung müssen die Sättigungsenergie, die Kleinsignalverstärkung und das Eingangssignal bekannt sein. Wird eine Trennung des Pumpprozesses und der Verstärkung vorausgesetzt, dann lässt sich die recht komplizierte Gleichung in eine spezielle Form vereinfachen. Diese Vereinfachung aus [schimpf] lautet:

$$\text{Ausgangs-} \quad P_z(t) = \frac{P_0(t)}{1 - [1 - G_0^{-1}(z)] \cdot \exp \left[-E_{sat}^{-1} \cdot \int_0^t dt' \cdot P_0(t') \right]} \quad \text{Formel 1}$$

leistung

$P_z(t)$ – Leistung am Ausgang, $P_0(t)$ – Leistung am Eingang, $G_0(z)$ – Kleinsignal Verstärkung am Ausgang z , E_{sat} – Sättigungsenergie

Diese Gleichung beschreibt den Verlauf der Leistungen, die in der Abbildung 3 dargestellt sind. Es ist erkennbar, dass mit steigender momentaner Pulsdauer t' die Pulsenergie größer wird. Das Integral steht negativ in der Potenz der e-Funktion und sinkt mit der Zeit. Mit dem Ausdruck eins minus dem Integral wird der Nenner mit der Zeit größer und die Ausgangsleistung wird geringer. Die Formel 1 beschreibt sehr gut den Verlauf der Ausgangsleistung bei einem bekannten Eingangspuls. Für viele Anwendungen lässt sich mit einem definierten Leistungsverlauf des Pulses der Arbeitsprozess optimieren. Die Energiezufuhr in das Material kann angepasst werden und die überschüssige Leistung kann gespart werden. Zu diesem Zweck wird eine Gleichung benötigt, bei der das Eingangssignal berechnet wird. Durch Umstellen der Formel 1 nach der Eingangsleistung lässt sich dann folgende Funktion finden [schimpf].

$$\text{Eingangsleistung} \quad P_o(t) = \frac{P_z(t)}{1 - [1 - G_0(z)] \cdot \exp \left[-E_{sat}^{-1} \cdot \int_0^t dt' \cdot P_z(t') \right]} \quad \text{Formel 2}$$

Mit der Formel 1 und Formel 2 lässt sich jede Pulsform berechnen. Es kann der Ausgangspuls für einen definierten Eingangspuls und umgekehrt berechnet werden.

3.2.2 Sättigungsenergie

Die Sättigungsenergie lässt sich auf folgende Weise berechnen.

$$\text{Sättigungsenergie} \quad E_{sat} = \frac{h \cdot \nu \cdot A_{MFD}}{(\sigma_{em} + \sigma_{abs}) \cdot \Gamma} \quad \text{Formel 3}$$

Die Sättigungsenergie ist mit der Photonenenergie $h \cdot \nu$ und dem Verhältnis der Modenfeldfläche A_{MFD} und der Summe der Wirkungsquerschnitte der Emissionsfläche σ_{em} und Absorptionsfläche σ_{abs} proportional. Die Modenfeldfläche lässt sich über eine Kreisfläche mit dem Modenfelddurchmesser MFD berechnen. Dieser ist durch eine Simulation mit einem numerischen Mode-Solver bestimmbar.

$$\text{Modenfelddurchmesser} \quad MFD = \frac{2 \cdot \lambda}{0,82 \cdot \pi \cdot NA} \quad \text{Formel 4}$$

Mit Formel 4 ist der Modenfelddurchmesser MFD [Dittrich] beim Austritt aus einer Singlemodefaser berechenbar. Sie gilt nur, wenn die NA auf 95 % bezogen ist. Die Numerische Apertur NA lässt sich mit den Brechzahlen von Kern und Mantel bestimmen.

Numerische Apertur	$NA = \sqrt{n_{Kern}^2 - n_{Mantel}^2}$	Formel 5
--------------------	---	----------

Diese Methode beruht sich auf Herstellerangaben, die meist nicht genau auf dem Stück der Faser, die verwendet wurde, passt. Somit ist eine eigenständige Untersuchung für ein exakteres Ergebnis erforderlich.

Für die Bestimmung der Sättigungsenergie müssen das Eingangs- sowie das Ausgangssignal bekannt sein. Werden verschiedene Verstärkungen an derselben Stufe realisiert und jeweils die Sättigungsenergie bestimmt, dann muss immer der gleiche Wert rauskommen. Die Sättigungsenergie ist eine materialspezifische Größe. Lediglich die Kleinsignalverstärkung und die Pulsenergie bzw. Fluenz verändern sich. Für die Umsetzung in der Praxis wurden dann noch kleine Änderungen vorgenommen. Im ersten Schritt wurde die Eingangsleistung in eine Intensität $I_0(t)$ umgerechnet. Dafür wurde der Modenfelddurchmesser MFD der kreisrunden Faser zu Hilfe genommen und eine Gaußverteilung angenommen.

Eingangsintensität	$I_0(t) = \frac{P_0(t)}{A} = \frac{P_0(t)}{\frac{\pi}{2} \cdot \left(\frac{MFD}{2}\right)^2}$	Formel 6
--------------------	---	----------

Im nächsten Schritt wurde die Änderung der Fluenz zu jedem Zeitpunkt t_i berechnet.

Änderung der Fluenz	$dH_i(t_i) = \frac{I_0(t_i) + I_0(t_{i+1})}{2} \cdot (t_{i+1} - t_i)$	Formel 7
---------------------	---	----------

Die Summe aller Änderungen ergibt dann die Gesamtfluenz H_{sum} .

Gesamtfluenz	$H_{sum}(t) = \sum_i dH_i(t_i)$	Formel 8
--------------	---------------------------------	----------

Mit diesen Werten lässt sich nun die Ausgangsintensität $I_z(t)$ nach der gleichen Art wie Formel 1 berechnen. Es werden die Intensitäten und die Fluenzen eingesetzt statt Leistung und Energie.

$$\text{Ausgangsintensität} \quad I_z(t) = \frac{I_0(t)}{1 - \left(1 - \frac{1}{G_0(z)}\right) \cdot \exp\left(-\frac{H_{sum}(t)}{H_{sat}}\right)} \quad \text{Formel 9}$$

Dabei lässt sich die Sättigungsfluenz ausdrücken mit

$$\text{Sättigungsfluenz} \quad H_{sat} = \frac{E_{sat}}{\frac{\pi}{2} \cdot \left(\frac{MFD}{2}\right)^2} \quad \text{Formel 10}$$

und erhält die Verbindung zur Sättigungsenergie bei einer kreisrunden Modenfeldfläche. Nun lässt sich die Ausgangsintensität wieder auf die Leistung umrechnen.

$$\text{Ausgangsleistung} \quad P_{z\text{ rechn}}(t) = \frac{\pi}{2} \cdot \left(\frac{MFD}{2}\right)^2 \cdot I_z(t) \quad \text{Formel 11}$$

In der Ausgangsintensität $I_z(t)$ von Formel 11 sind noch zwei unbekannte Größen enthalten, die Sättigungsfluenz und die Kleinsignalverstärkung die in der von Formel 9 integriert sind. Diese zwei Größen werden nun immer abwechselnd verändert, damit die Summe der quadratischen Abweichung F minimal wird.

$$\text{Abweichung} \quad F = \sum (P_{z\text{ mess}} - P_{z\text{ rechn}})^2 \quad \text{Formel 12}$$

Ist die Abweichung klein genug bzw. ändert sich beim Verstellen der zwei Parameter der Wert F nicht mehr wesentlich, dann wurde die Sättigungsenergie der Faser ermittelt.

3.2.3 Messprinzip

Zur Aufzeichnung des zeitlichen Pulsverlaufs wird die reflektierte Laserstrahlung mit einer Fotodiode (4) gemessen. Ein direktes Positionieren der Fotodiode in den Laserstrahl wäre aufgrund der zu hohen Leistung nicht möglich. Die Diode wird in Sperr-Richtung bei einer Vorspannung (Arbeitspunkteinstellung) betrieben. Ein solches Halbleiter-Bauelement wandelt den Lichtpuls des Laserstrahls in einen elektrischen Spannungsimpuls um. Dieser wird dann mit Hilfe eines Speicheroszilloskops (5) dargestellt. Gleichzeitig wird die mittlere Leistung über den Messkopf (2) aufgenommen und an der Konsole (3) dargestellt.

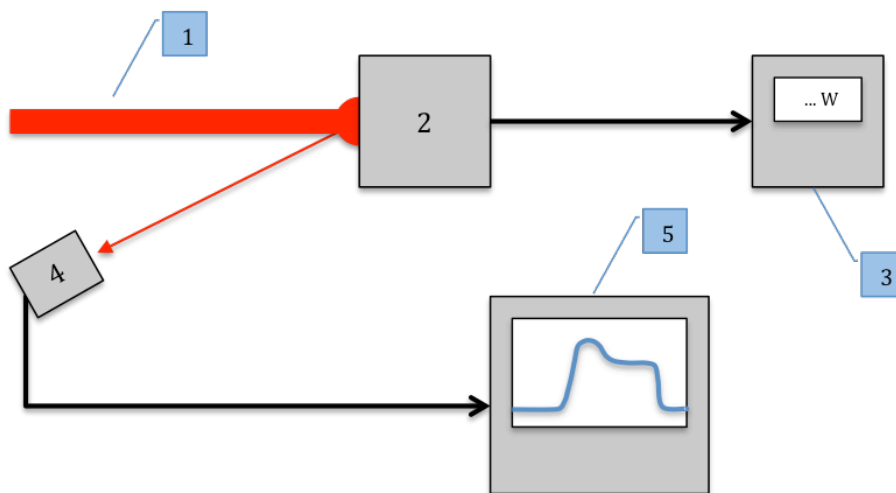


Abbildung 5: prinzipieller Aufbau zur Messung des zeitlichen Pulsverlauf

Mit der Frequenz f und der mittleren Leistung P_{av} kann die Pulsenergie E_P berechnet werden.

Pulsenergie
$$E_P = \frac{P_{av}}{f}$$
 Formel 13

Diese Pulsenergie steckt im Pulsverlauf des Spannungssignals. Das Integral der Funktion spiegelt die Energie wider.

elektrische Energie
$$E_{el} = I \cdot \int U(t) \cdot dt$$
 Formel 14

Das Verhältnis der beiden Energien ergibt einen Umrechnungsfaktor k .

Umrechnungsfaktor
$$k = \frac{E_P}{E_{el}}$$
 Formel 15

Mit diesem Umrechnungsfaktor kann jeder Spannungswert in einen äquivalenten Leistungswert umgerechnet werden.

Leistung
$$P_{opt}(t) = k \cdot P_{el}(t) = k \cdot I \cdot U(t) = \frac{E_P \cdot U(t)}{\int U(t) \cdot dt}$$
 Formel 16

Bei der praktischen Durchführung können viele Messungenauigkeiten auftreten. So müssen die Anstiegs- bzw. Ansprechzeiten und die Lichtempfindlichkeit der Fotodiode den Anforderungen des Aufbaus entsprechen. Befindet sich die Diode zu nah am Leistungsmesskopf, kann das schnell zur Übersteuerung des Bauelements führen. Ist der Abstand zu groß, wird die Aussteuerung um den Arbeitspunkt herum zu klein.

3.3 Räumliche Strahlverteilung

Für jede Anwendung ist die Beugungsmaßzahl, das sogenannte M^2 , der Anlage von Bedeutung. Dieser Kennwert gibt an, wie nah der Laserstrahl an einem Idealstrahl liegt und somit wie gut er fokussierbar ist. Dabei wird das Strahlparameterprodukt, kurz SPP, verwendet. Dies ist eine Erhaltungsgröße, welche durch die Multiplikation der halben Fernfelddivergenz $\frac{\Theta}{2}$ und dem Fokusradius w_0 entsteht und sich theoretisch nicht durch passive optische Bauelemente verändert.

Reales Strahlparameterprodukt

$$SPP_{real} = \frac{\Theta}{2} \cdot w_0$$

Formel 17

In der Abbildung 6 ist die Strahlkaustik mit den einzelnen Parametern dargestellt.

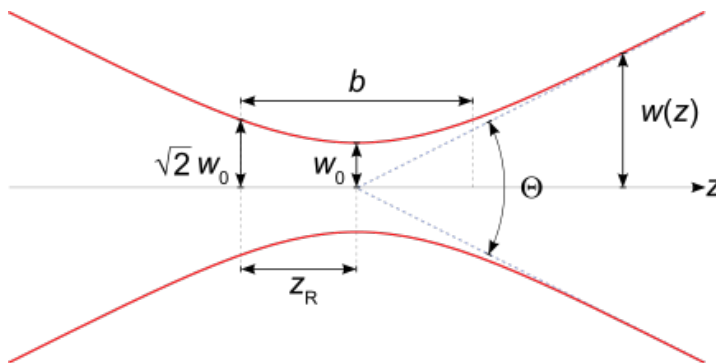


Abbildung 6: Darstellung der Parameter eines Strahles im Fokusbereich

Für einen idealen Strahl wird die Wellenlänge λ durch π geteilt.

Ideales Strahlparameterprodukt

$$SPP_{ideal} = \frac{\lambda}{\pi}$$

Formel 18

Wenn beide SPP-Werte bestimmt wurden, dann kann durch die Division des realen durch den des idealen Strahls die Beugungsmaßzahl bestimmt werden.

Beugungsmaßzahl	$M^2 = \frac{SPP_{real}}{SPP_{ideal}}$	Formel 19
-----------------	--	-----------

Der Idealfall für einen Laserstrahl ist bei einem M^2 von 1. Für Singlemode-Faserlaser sind Werte von bisher 1,1 bis 1,2 bestimmt wurden. Für andere Hochleistungs-Festkörperlaser liegen die Werte weit darüber. Hier werden Beugungsmaßzahlen von 12 bis 20 angegeben.

Für die Bestimmung von Tailenradius w_0 und Fernfelddivergenz θ erfolgt eine Messung mit Hilfe einer Fokussiereinheit, um die Strahltaile zu erzeugen. Es werden mit einer CCD-Kamera an verschiedenen Punkten innerhalb und außerhalb der Rayleighlänge z_R die Bilder aufgenommen. Die Rayleighlänge bezeichnet dabei den Abstand vom Fokus in Richtung des Strahles bei der sich die Fläche des Querschnittes verdoppelt oder äquivalent der Strahlradius w_0 um den Faktor Wurzel 2 vergrößert. Der Strahlquerschnitt für jedes einzelne aufgenommene Bild wird über die Momenten Gleichungen, die in der ISO-Norm 11146 festgehalten sind, berechnet. Die ersten Momente in x- und y-Richtung geben die Lage des Strahlmittelpunktes wieder.

Erstes Moment in x-Richtung	$\langle x(z) \rangle = \frac{\iint x \cdot I(x, y, z) \cdot dx \cdot dy}{\iint I(x, y, z) \cdot dx \cdot dy}$	Formel 20
-----------------------------	--	-----------

Erstes Moment in y-Richtung	$\langle y(z) \rangle = \frac{\iint y \cdot I(x, y, z) \cdot dx \cdot dy}{\iint I(x, y, z) \cdot dx \cdot dy}$	Formel 21
-----------------------------	--	-----------

Im zweiten Schritt wird die Varianz bzw. die zweiten zentrierten Momente berechnet.

zweites Moment in x-Richtung	$\langle x^2(z) \rangle = \frac{\iint (x - \langle x \rangle)^2 \cdot I(x, y, z) \cdot dx \cdot dy}{\iint I(x, y, z) \cdot dx \cdot dy}$	Formel 22
------------------------------	--	-----------

zweites Moment in y-Richtung	$\langle y^2(z) \rangle = \frac{\iint (y - \langle y \rangle)^2 \cdot I(x, y, z) \cdot dx \cdot dy}{\iint I(x, y, z) \cdot dx \cdot dy}$	Formel 23
------------------------------	--	-----------

Die Wurzel der Varianz wird dann als Standardabweichung bezeichnet. Als Strahlradius wird die Wurzel der doppelten Varianz definiert.

Strahlradius in x-	$w_x(z) = \sqrt{2 \cdot \langle x^2(z) \rangle}$	Formel 24
--------------------	--	-----------

Richtung

Strahlradius in y-
Richtung

$$w_y(z) = \sqrt{2 \cdot \langle y^2(z) \rangle}$$

Formel 25

Mit Hilfe dieser Strahlradien und dem Wissen der Positionen z , bei denen die Bilder aufgenommen wurden, kann am Computer die Strahltaile durch eine Rekursionsfunktion (oder auch „Fit-Funktion“) dargestellt werden.

Rekursionsfunktion
der Strahltaile

$$(2 \cdot w(z))^2 = (2 \cdot w_0)^2 + (z - z_0)^2 \cdot \Theta$$

Formel 26

Mit dieser Gleichung wird die Änderung des Strahldurchmessers beschrieben. Dabei ist die Strahltaile bei z_0 .

Beugungsmaßzahl

$$M^2 = \frac{w_0 \cdot \Theta \cdot \pi}{2 \cdot \lambda}$$

Formel 27

Mit Formel 27 ist es möglich, die Beugungsmaßzahl zu berechnen.

Für die Messung im Fokusbereich ist es günstig mit einer Abbildung zu arbeiten. Die Gefahr der Zerstörung der CCD-Kamera aufgrund zu hoher Leistung auf einem Pixel wird minimiert und es kann gleichzeitig die Fläche der Kamera besser ausgenutzt werden. In Abbildung 7 ist dies dargestellt.

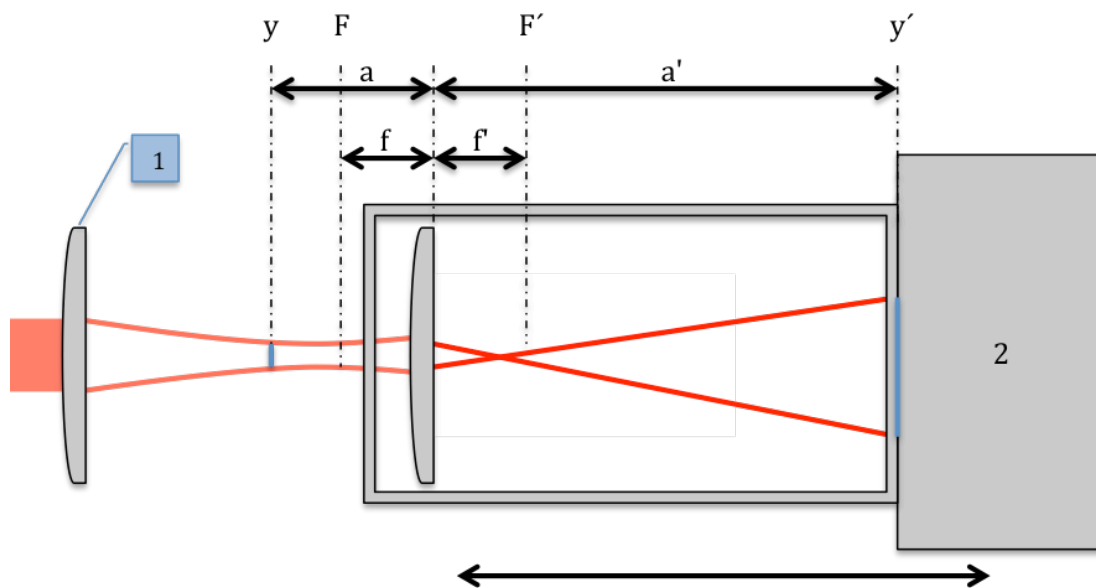


Abbildung 7: Darstellung der optischen Ebenen für eine Abbildung

Mit einer Sammellinse (1) wird der Laserstrahl fokussiert. Die Linse in der Messeinheit (idealisiert dargestellt mit einer Hauptebene) besitzt eine feste Brennweite f zum Brennpunkt F bzw. F' . Mit der konstanten Bildweite a' , da die Linse zur CCD-Kamera (2) nicht verschiebbar ist, kann ein Abbildungsmaßstab β' gebildet werden.

Abbildungsmaßstab
$$\beta' = \frac{a' - f'}{f'} = \frac{y'}{y}$$
 Formel 28

Mit dieser Formel lässt sich die Gegenstandsgröße, blaue Linie bei der Gegenstandsebene y , für eine bessere Darstellung verändern und erhält die Bildgröße, blaue Linie bei der Bildebene y' . Die Stelle der Gegenstandsebene y , bei dem das Bild aufgenommen wird, lässt sich mit der Bildweite a aus Formel 29 berechnen.

Ähnlichkeitssatz
für dünne Linse
$$\frac{y'}{y} = \frac{a'}{a}$$
 Formel 29

Für die Aufnahme der Bilder im Fokusbereich wird die Messeinheit im gesamten verschoben. Die Gegenstands- und Bildweite und somit auch der Abbildungsmaßstab bleiben immer konstant.

3.4 Polarisationszustand

Um einen möglichen richtungsabhängigen Bearbeitungsunterschied auszuschließen, muss die Polarisationsrichtung der Strahlung untersucht werden. Bei linear polarisiertem Licht kann in einer Richtung eine schmale und tiefe Schnittfuge entstehen und in einem Winkel von 90 Grad dazu eine breite flache Schnittfuge. Diese Unterschiede sind nicht erwünscht, da unter Umständen beim Schneiden der Laserstrahl nicht mehr durch das Material durchdringt und es somit nicht zum Trennen kommt.

Unter Polarisation versteht man, dass der elektrische Feldvektor nur in bestimmten Richtungen schwingt. Somit können verschiedene Polarisationszustände, zum Beispiel linear (a), zirkular (b), elliptisch (c) oder unpolarisiert, entstehen. In der folgenden Abbildung 8 sind drei grundlegende Zustände dargestellt. Bei der entweder der elektrische Feldvektor E oder in der Optik eher selten verwendeten Variante des magnetischen Feldvektors H in ihrer x- und y-Richtung (grün,rot) aufgeteilt wird.

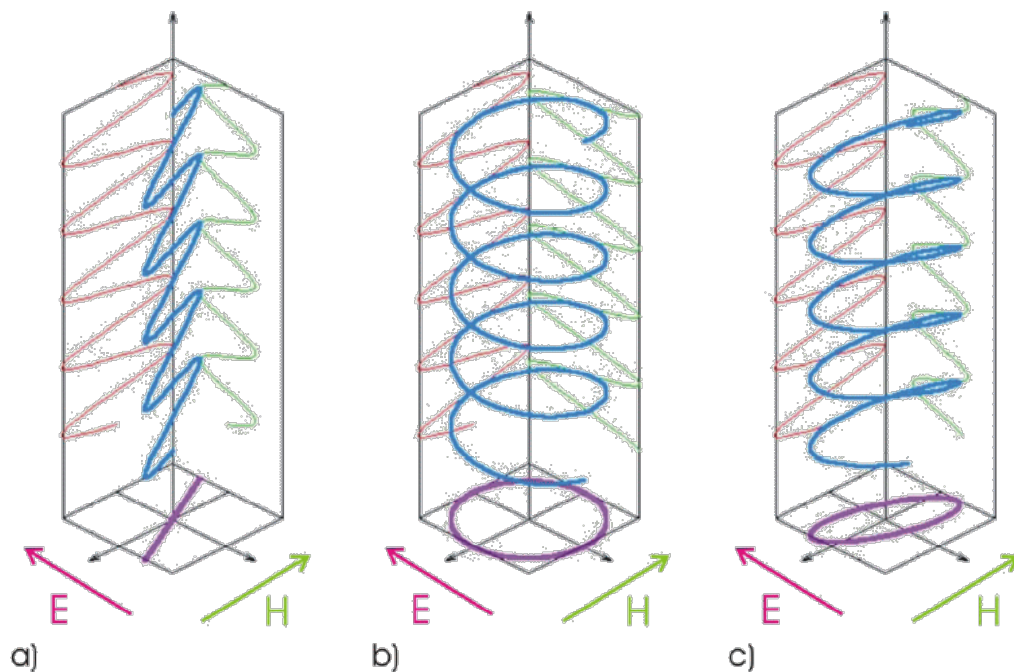


Abbildung 8: Polarisationszustände [optikwiki]

Für die Erzeugung polarisierten Lichts dienen Polarisationsfilter. Folglich kann bei den verschiedenen Zuständen ein anderer hervorgerufen oder die Strahlung komplett blockiert werden. Für lineare Strahlung wird ein Linearpolarisator verwendet. Mit einer Lambda-Halbe-Platte kann diese Richtung gedreht werden. Anders verhält es sich mit einer Viertelwellenlängenplatte. Diese zerlegt das lineare Licht in zwei Anteile und fügt noch eine Phasenverschiebung hinzu. Ist der Winkel zwi-

schen Polarisationsrichtung das linear polarisierte Licht und der kristalloptischen Achse 45° , dann entsteht eine Phasenverschiebung von einer viertel Wellenlänge bzw. von $\frac{\pi}{2}$. Zirkular polarisiertes Licht entsteht. Mit anderen Winkeln entsteht elliptisch polarisierte Strahlung.

Für die Beschreibung des Polarisationszustandes wird der Stokesvektor verwendet. Dieser wird in der ISO-Norm 12005:2003 beschrieben.

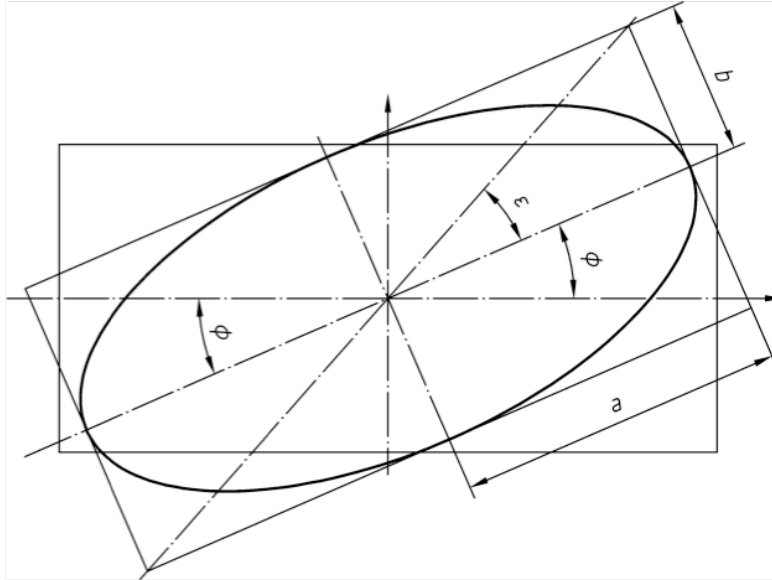


Abbildung 9: Darstellung der Parameter zur Beschreibung einer Ellipse

In dieser Abbildung ist eine geometrische Darstellung einer elliptisch-polarisierten Strahlung dargestellt. Sie beinhaltet den Azimuthwinkel Φ , der die Lage der Ellipse wiedergibt und den Elliptizitätswinkel ϵ . Dieser gibt die Form der Ellipse wieder und stellt für den Wert von 0° bzw. 90° linear polarisiertes Licht dar und für 45° zirkular. Für eine komplette Darstellung wird der Stokesvektor verwendet. Dieser besteht aus vier einzelnen Parameter S_0 bis S_3 . Der erste Wert S_0 beschreibt die Gesamtleistung P und ist immer größer 0. Die anderen drei Parameter ergeben eine alternative Beschreibung der polarisierten Komponenten.

$$S_0 = P \quad \text{Formel 30}$$

$$S_1 = S_P \cdot \cos(2 \cdot \Phi) \cdot \cos(2 \cdot \epsilon) \quad \text{Formel 31}$$

$$S_2 = S_P \cdot \sin(2 \cdot \Phi) \cdot \cos(2 \cdot \epsilon) \quad \text{Formel 32}$$

$$S_3 = S_p \cdot \sin(2 \cdot \varepsilon) \quad \text{Formel 33}$$

Als S_p wird die Leistung einer polarisierten Komponente bezeichnet.

Leistung der polarisierten Komponente

$$S_p = \sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2} \quad \text{Formel 34}$$

Mit dieser Leistung und der Gesamtleistung lässt sich der Polarisationsgrad ausdrücken über

$$\text{Polarisationsgrad} \quad p = \frac{S_p}{S_0} \quad \text{Formel 35}$$

Für die Messung wurde nach der Norm EN-ISO 12005:2003 (D) vorgegangen. Der Aufbau der Messeinrichtung ist in Abbildung 10 dargestellt.

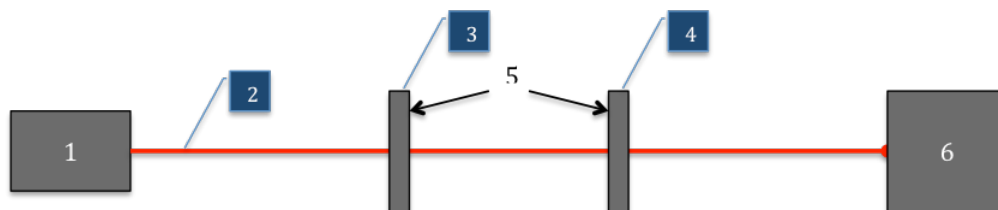


Abbildung 10: Messaufbau zur Bestimmung des Polarisationszustandes

Dabei wird der Laserstrahl (2) aus einer Quelle (1) ausgestrahlt. Dieser durchläuft als Erstes eine Viertelwellenlängenplatte (3) und danach einen Polarisator (4). Diese beiden Elemente müssen drehbar um die optische Achse gelagert sein und mindestens eine Drehung (5) von 180° gewährleisten. In diesem Versuch sind die Elemente (3) und (4) jeweils um den Winkel $\beta = 360^\circ$ drehbar. Die durchgelassene Leistung kann am Leistungsmesser (6) aufgezeichnet werden. Mit dem Verdrehen von (3) erhält man eine winkelabhängige Leistung. Dieser Verlauf kann mit der Formel 36 [Vewinger] ausgedrückt werden.

$$P(\beta) = \frac{1}{2} \cdot \left[\left(S_0 + \frac{S_1}{2} \right) - S_3 \cdot \sin(2 \cdot (\beta - \beta_0)) + \frac{\sqrt{S_1^2 + S_2^2}}{2} \cdot \cos(4 \cdot (\beta - \beta_0)) - \arctan\left(\frac{S_2}{S_1}\right) \right] \quad \text{Formel 36}$$

Für die Kalibrierung des Systems muss ein Winkel β_0 eingefügt werden. Dieser Winkel beschreibt die Lage des Kristalls der Phasenverzögerungsplatte zur Schnellen Achse und kann bei der iterativen Berechnung einfach mit bestimmt werden.

Mit dieser Formel lassen sich die Stokesparameter bestimmen und es können die Winkel und die Leistung der polarisierten Komponente durch die Formel 30 bis Formel 33 berechnet werden.

4 Experimentelle Durchführung

4.1 Versuchsaufbau

Für diesen Versuch wurde der Versuchsaufbau von Abbildung 11 verwendet. Dabei wurde ein Seedlaser mit drei aufeinanderfolgenden Verstärkerstufen verbunden um so eine Leistung von bis 100 W zu erreichen.

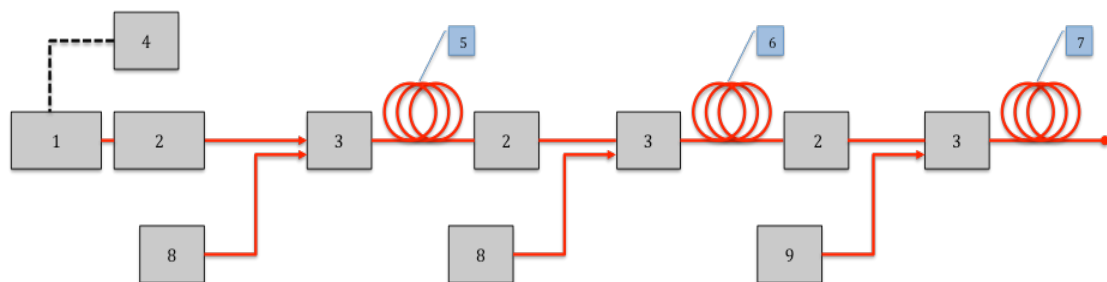


Abbildung 11: Laseraufbau

Der Laserstrahl wird mit einer Wellenlänge von $\lambda = 1064 \text{ nm}$ in dem Seedlaser (1) erzeugt. Dabei wird durch den Funktionsgenerator (4) die Strahlungsart, kontinuierlich oder gepulst, bestimmt. Dieser steuert den AOM im Seedlaser und kann bei konstanter Steuerspannung ein kontinuierliches Signal oder bei schwankender Spannung bis keiner Spannung einen gepulsten Betrieb erzeugen. Damit keine Strahlung in die Anlage zurückgelangt, ist zum Schutz ein optischer Isolator (2) direkt dahinter geschaltet. Dieser lässt dabei den Laserstrahl nahezu verlustfrei durch und absorbiert die Strahlung in der Rückwärtsrichtung. Die Pumpdiode (8) ist wellenlängenstabilisiert um immer einen möglichst guten Absorptionsgrad zu erhalten und dadurch den Wirkungsgrad zu erhöhen. Die Wellenlänge der Pumpstrahlung beträgt $\lambda = 976 \text{ nm}$, bei der sich das Absorptionsmaximum von Yb-Glas befindet. Mit einem Combiner (3) wird die Laserstrahlung mit der Pumpstrahlung in eine aktive Ytterbiumdotierte Glasfaser (5) einkoppelt. Dabei wird die Laserstrahlung in den $6 \mu\text{m}$ großen Kern und die Pumpstrahlung in den $125 \mu\text{m}$ großen Mantel geleitet. Über die Länge der Faser von 10 m wird die Pumpstrahlung absorbiert und die nutzbare Leistung verstärkt. Mit einem weiteren Combiner und Pumpdiode wird die Strahlung in eine größere aktive Fasern (6) geführt und das Signal verstärkt. Der größere Kerndurchmesser von $20 \mu\text{m}$ wird benötigt um die erhöhte Leistungsdichte auf einen kleineren Wert zu minimieren. Der Manteldurchmesser

ist bei $125\ \mu\text{m}$ geblieben und die Länge wurde auf 2 m gekürzt, da dies ausreichend ist.

Im Rahmen einer vorangegangenen Arbeit wurden bereits einige Messungen durchgeführt, die bis zum Aufbau der zweiten aktiven Faser (6) stattfand. Diese Ergebnisse werden im nächsten Abschnitt kurz gezeigt um ein besseres Verständnis zu erhalten. Die letzte Verstärkerstufe besteht aus einem Pumpmodul (9), welches 6 Pumpdioden beinhaltet. Diese sind nicht mehr wellenlängenstabilisiert, sondern schwanken um den Wert von $\lambda = 915\ \text{nm}$. Das Absorptionsspektrum ist in diesem Bereich breitbandig und eine konstante Wellenlänge nicht notwendig. Außerdem besitzt Ytterbium in diesem Bereich ein breites Absorptionsspektrum. Die aktive Faser (7) besitzt einen Kerndurchmesser von $50\ \mu\text{m}$ bei einer Länge von 2 m.

4.2 Stand der Anlage

Die Funktionsweise des Seedlasers ist von essentieller Bedeutung, denn dieser wird zur Erzeugung der Pulse benötigt. Der Seedlaser selbst besteht aus einem cw-Laser und einem AOM, der zur Generierung der Pulse aus dem cw-Signal dient. In diesem Zusammenhang wurde mit einem zweiten Funktionsgenerator der AOM betrieben und dessen Funktionsweise untersucht. Die cw-Leistung des Lasers wurde auf $P_{cw} = 3\ \text{W}$ eingestellt und die Ausgangsleistung gemessen.

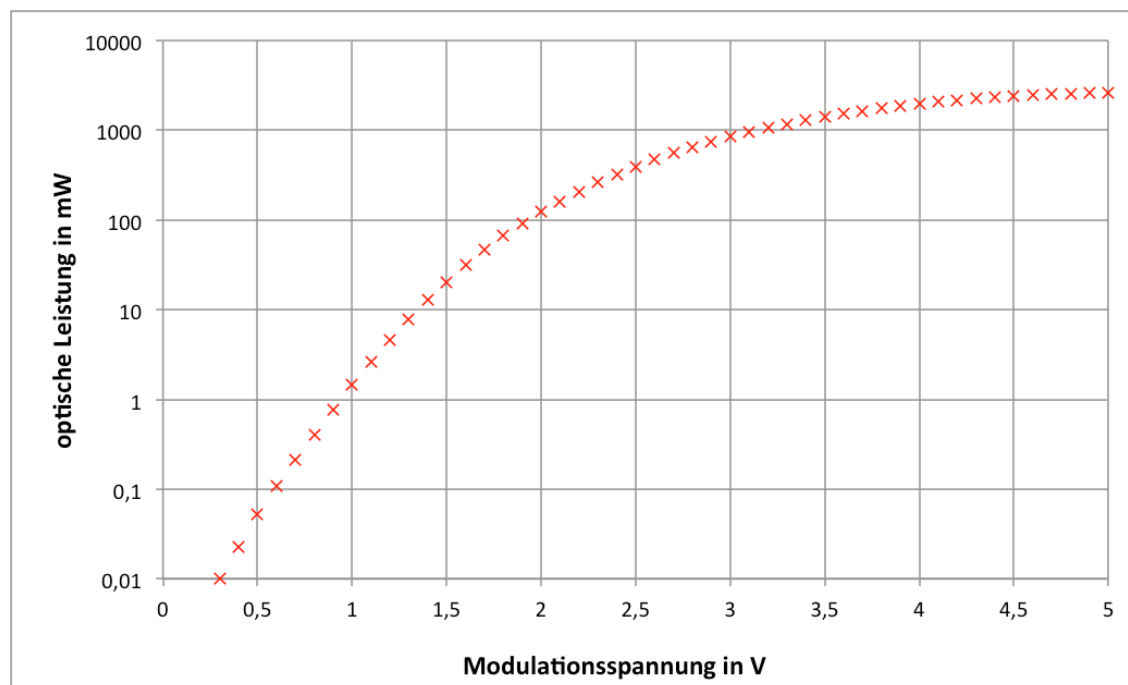


Abbildung 12: Kennlinie AOM

Die Spannung ist linear und die Leistung für eine bessere Erkennbarkeit logarithmisch dargestellt. Hier ist zu erkennen, dass bei geringen Spannungen nur ein sehr kleiner Teil der Leistung durchgelassen wird. Genau dieser funktionelle Zusammenhang ist wichtig für die spätere Steuerung. Es werden die Leistungen nach der Formel 2 berechnet und diese müssen in das dazugehörige Spannungssignal nach der Abbildung 12 umgewandelt werden.

Der AOM dient zur Steuerung des cw-Signals bzw. zum Erzeugen der Pulse. Bei einer Modulationsspannung von 0 V lässt der AOM keine Laserstrahlung durch. Mit steigender Spannung wird ein größerer Anteil der Laserstrahlung durchgelassen. Der Verlauf der Kurve wurde für verschiedene Eingangsleistungen untersucht. Durch Erwärmung des Materials im AOM kann es zu einer unterschiedlichen Transmission kommen. Die Normierung der Verläufe auf die gleiche Ausgangsleistung zeigte keinen Unterschied bei den verschiedenen Eingangsleistungen. Bei dieser Anlage war keine Abhängigkeit zu erkennen. Die eingestrahlte Leistung ist zu gering, um einen messbaren Unterschied zu erreichen.

Mit der ersten und zweiten Verstärkerstufe wird nun der Laserstrahl auf eine höhere Leistung verstärkt. Dabei sind bis zu 6 Watt kontinuierlicher Leistung nach dem 2. Verstärker bei 2 Watt nach dem Ersten, erreichbar. Im gepulsten Betrieb wurden bis 3 W Leistung und 110 μJ Pulsenergie gemessen. Wellenlängenstabilisierte Laserdioden wurden im Verstärker als Pumpquellen verwendet. Diese verändert ihre Wellenlänge nur minimal bei steigender Stromstärke oder Temperatur. Eine immer konstant gute Absorption im aktiven Material der Faser wurde erreicht und ein differentieller Wirkungsgrad $\eta_1 \approx 0,73$ und $\eta_2 \approx 0,66$ erzielt.

Es wurde eine Sättigungsenergie von $E_{\text{sat}1} = 19 \mu\text{J}$ und von der 2. Verstärkerstufe $E_{\text{sat}2} = 167 \mu\text{J}$ bestimmt. Die genaue Vorgehensweise wird bei der 3. Verstärkerstufe erklärt.

4.3 Die 3. Verstärkerstufe

4.3.1 Ausgangsleistung mit drei Pumpdioden

Für den Bau der 3. Verstärkerstufe wurde die Pumpweise geändert. Bisher kam immer nur eine Laserdiode als Pumpquelle zum Einsatz. Da nun aber eine recht große Faser genommen wurde und das Ziel von 100 W erreicht werden soll reicht es nicht aus, mit nur einer Pumpdiode die Strahlung zu verstärken. Aus diesem Grund wurde ein anderer Combiner verwendet, der 6 Pumpanschlüsse und einen Laseranschluss besitzt. Für die Messungen, die im Anschluss noch folgen, wurden zunächst nur 5 Pumpdioden angeschlossen, um noch einen freien Port zu besitzen. Dieser freie Port wurde für die Analyse der rückläufigen Strahlung verwendet. Die Pumpdioden wurden in zwei Blöcke unterteilt, die jeweils einzeln ansteuerbar

sind. Die 3. Verstärkerstufe ließ sich mit zwei Spannungsgeneratoren, einmal für 3 Dioden und einmal für 2 Dioden betreiben.

Im ersten Versuch wurde mit einer kontinuierlichen Strahlung gemessen. Dabei wurde eine Anfangsleistung von 0,67 W am Ausgang der 3 Verstärkerstufe gemessen, die durch den Seedlaser und den beiden vorherigen Verstärkerstufen entsteht. In der Abbildung 13 ist der Verlauf der Ausgangsleistung zu der Pumpleistung von 3 Dioden dargestellt.

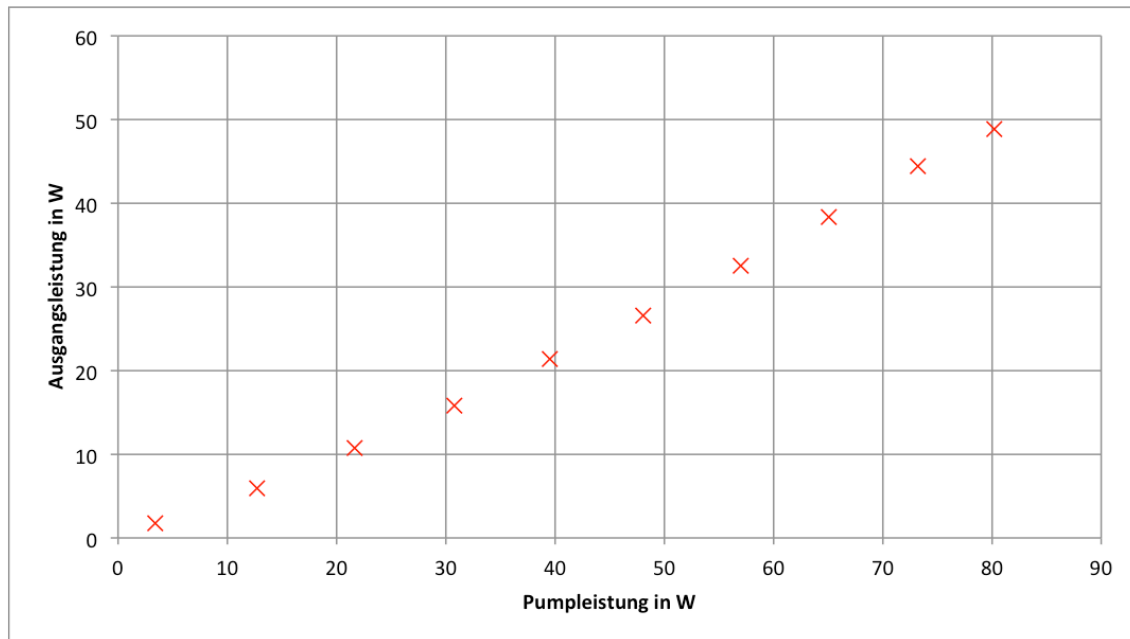


Abbildung 13: Ausgangsleistungen des Lasers bei verschiedenen Pumpleistungen

Es ist erkennbar, dass ein linearer Zusammenhang zwischen der Pumpleistung und der Laserleistung besteht. Dies ist auch bei den anderen Verstärkerstufen der Fall. Die Leistung in Rückwärtsrichtung wurde gleichzeitig mit aufgenommen. Diese steigt auch linear und ist mit der Reflexion bei steigender Leistung erklärbar. Es findet keine zusätzliche Verstärkung statt und eine Schädigung aufgrund verstärkter Spontanemission kann ausgeschlossen werden. Die Leistung von 3 Watt direkt nach der zweiten Verstärkerstufe (vor Isolator und Combiner) reicht dementsprechend aus um die ASE zu verhindern. Mit den drei Pumpdioden wurden die 50 Watt Leistung erreicht. Werden die anderen 3 Pumpdioden mit zu dem Verstärker geschaltet, dann ist bei diesem linearen Verlauf das Ziel von 100 Watt erreichbar.

4.3.2 Bestimmung der Sättigungsenergie

Für die Bestimmung der Sättigungsenergie wurde der Pulsverlauf aufgenommen. In der Abbildung 14 sind einige Verläufe dargestellt.

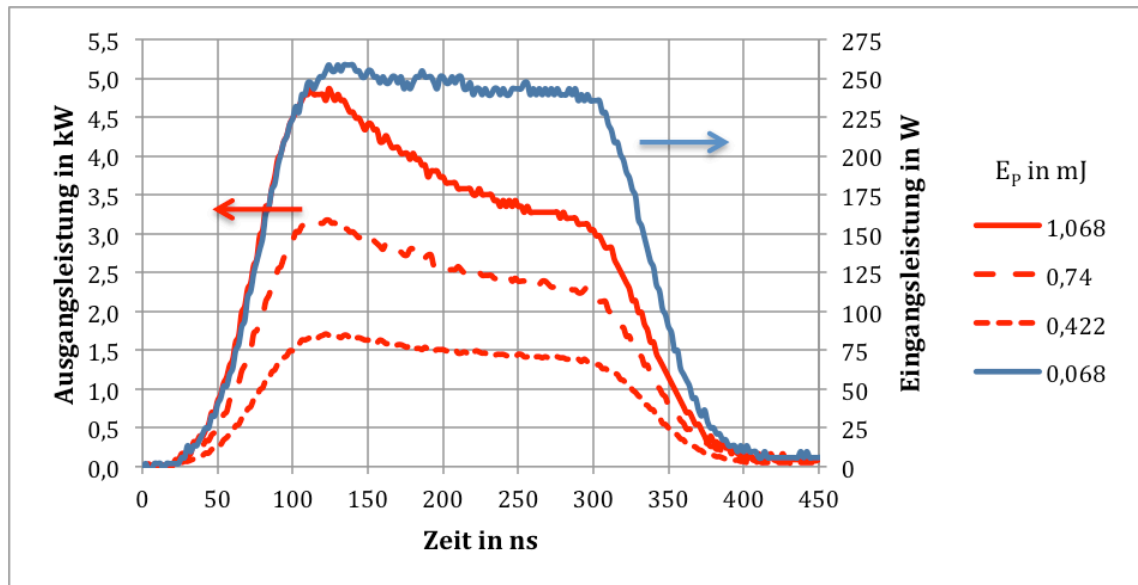


Abbildung 14: Pulsverläufe nach der 3. Verstärkerstufe

Dabei wurden Top-Hat-Pulse nach der zweiten Verstärkerstufe (blaue Kurve) erzeugt und in die 3. Verstärkerstufe eingekoppelt. Der Pulsverlauf wurde in vorherigen Versuchen bestimmt und gemessen. Durch den Einbau des Isolators und des Combiners wurde ein Transmissionsgrad von 0,9 ermittelt, der später in der Berechnung berücksichtigt wurde. Dieses Signal wurde konstant gelassen und nur die Pumpleistung der 3. Verstärkerstufe geändert. Hier ist ebenfalls wieder das typische Verstärkungsprofil erkennbar, dass bei großer Verstärkung eine Anfangserhöhung des Pulses entsteht. Mit den aufgenommenen Pulsen lässt sich die Sättigungsenergie der letzten Faser bestimmen. Der Algorithmus für die Bestimmung der Sättigungsenergie, der im Abschnitt 3.2.3 Messprinzip beschrieben ist, ist für verschiedene Verstärkungen durchgeführt wurden. Die kontinuierliche Leistung vom Seedlaser wurde auf 3 Watt eingestellt. Der AOM erstellt aus diesem Signal Pulse mit der Frequenz $f = 25 \text{ kHz}$ und einer Pulsdauer von $t_{FWHM} = 278 \text{ ns}$ durch Ausblenden von Strahlleistung. Nach der ersten Verstärkerstufe ist eine mittlere Leistung von $P_{av1} = 0,5 \text{ W}$ messbar. Mit der Verstärkung der zweiten Stufe ist die mittlere Leistung auf $P_{av2} = 2 \text{ W}$ angestiegen.

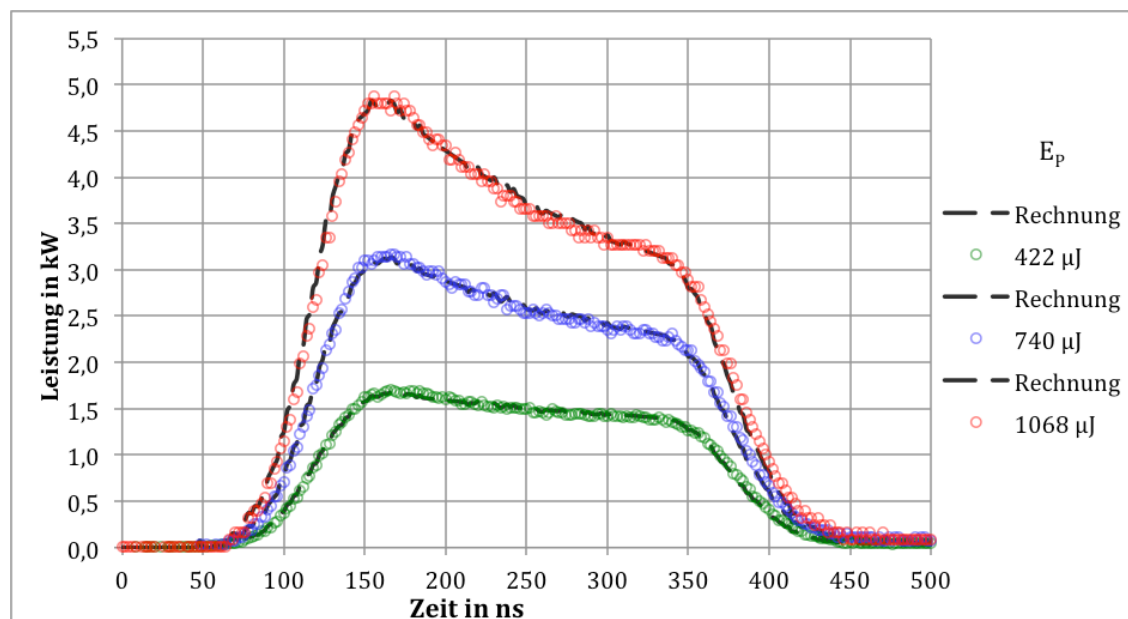


Abbildung 15: Vergleich von Rechnung und Messung zur Bestimmung der Sättigungsenergie

In Abbildung 15 sind die verschiedenen gemessenen Pulsverläufe farblich dargestellt. Die Ausgangsleistung nach Formel 11 ist jeweils mit der gestrichelten Linie gezeichnet. Durch die mehrmalige abwechselnde Anpassung der Sättigungsenergie und Kleinsignalverstärkung wurde die Abweichung zwischen Rechnung und Messung auf Werte um $F = 0,9 \text{ kW}^2$ minimiert. Es ist eine geringe Abweichung, denn die Abweichungen pro Messpunkt beträgt im Durchschnitt von $\Delta P_i = 1,7 \text{ W}$. Die Pulsenergien weichen bis zu 4 % zu den gemessenen Pulsenergien ab. Bei der Berechnung ergab sich immer näherungsweise die gleiche Sättigungsenergie. Der Mittelwert beträgt $E_{sat} = 1,75 \text{ mJ}$. Die Kleinsignalverstärkungen betragen $G_{0\,422\mu J} = 9$, $G_{0\,740\mu J} = 14$ und $G_{0\,1068\mu J} = 21$.

Diese Bestimmung erfolgte auf ein Leistungssignal, das auch Schwankungen unterliegt. Durch den Einbau der dritten Verstärkerstufe konnte das genaue Eingangssignal nicht ermittelt werden ohne die Anlage zu zerstören. Somit wurde die Strahlung nach Durchlaufen der dritten Verstärkerstufe aufgenommen. Die Strahlung wird in der aktiven Faser vor allem am Pulsanfang absorbiert. Um diesen Einfluss zu minimieren wurde eine geringe Pumpleistung der dritten Verstärkerstufe eingestellt, damit das Top-Hat-Profil, das nach der zweiten Stufe entstand, wieder am Ausgang messbar ist. Eine Abschätzung der Sättigungsenergie war trotzdem möglich. Bei der experimentellen Kontrolle der Werte musste die Sättigungsenergie auf den Wert von $E_{sat} = 1,87 \text{ mJ}$ angepasst werden. Der Einfluss der Leistungsschwankung und des nicht genau bestimmbaren Eingangssignal, machte diesen Schritt notwendig.

4.3.3 Kontrolle der Ergebnisse

Um zu sehen, ob die Bestimmung der Sättigungsenergie richtig war, wurden nun verschiedene Pulse mit verschiedenen Verstärkungen berechnet. Dabei wurde immer der Ausgangspuls vorgegeben und der dazugehörige Eingangspuls bzw. das Spannungssignal für den AOM berechnet. In der folgenden Abbildung ist dies dargestellt.

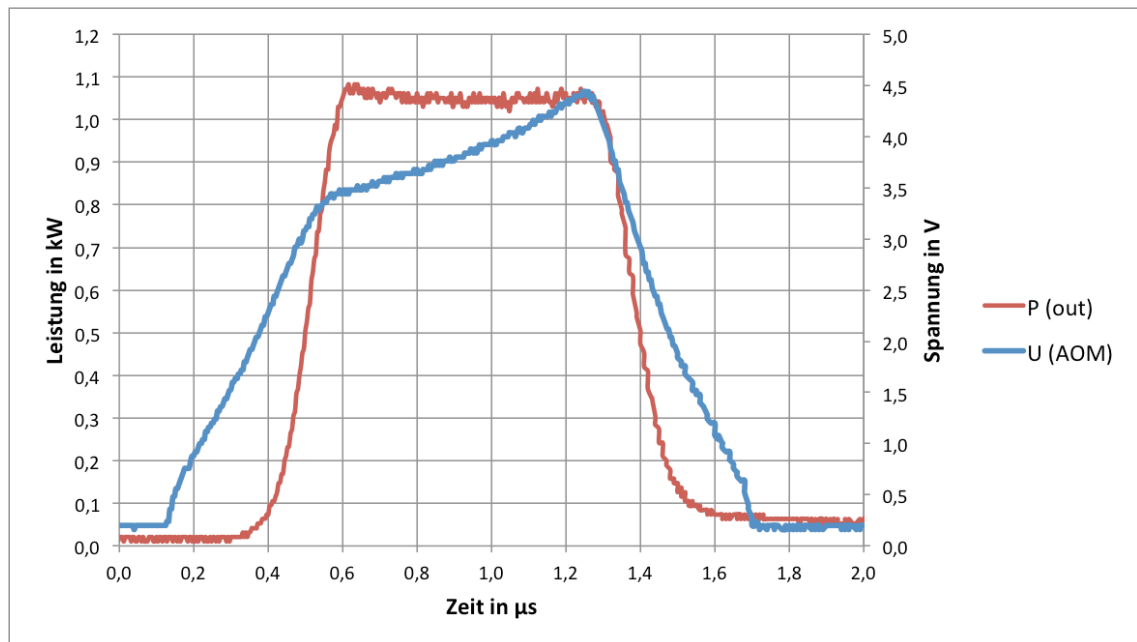


Abbildung 16: Eingangs- und Ausgangssignal

In diesem Diagramm wurde die Funktionsweise der kompletten Anlage kontrolliert. Dabei wurde ein Spannungssignal für den AOM (blau) berechnet, das nach der Verstärkung ein zeitliches Top-Hat Profil darstellen soll. Der rote Verlauf zeigt das Leistungssignal der Ausgangsstrahlung, das nach den drei Verstärkerstufen entsteht. Das entsprechende Leistungssignal aus dem Seedlaser ist jedoch nicht mehr messbar, da die aktiven Fasern die Strahlung am Anfang des Pulses erst absorbiert und somit die Form ändert. Für eine Aufnahme der Pulsform müsste das Ende der Faser am Seedlaser freigelegt werden, das aber eine Änderung der Anlage zur Folge hätte und es wurde darauf verzichtet. Die mittleren Leistungen die nach der jeweiligen Stufen entstehen soll wurden vorher festgelegt. Grundlage für die Einstellung waren die Messungen der ersten beiden Stufen, bei denen ein stabiler und sicherer Betrieb möglich war. Die Pumpdioden wurden so eingestellt, dass keine verstärkte Spontanemission auftreten kann. Die maximale Seedleistung sollte $P_{\max \text{Seed}} = 2,5 \text{ W}$ betragen. Nach der ersten Stufe sollte die Laserstrahlung eine Leistung von $P_{av1} = 0,5 \text{ W}$ und nach der zweiten $P_{av2} = 3 \text{ W}$ besitzen. Nach der dritten Verstärkung wurde eine Leistung von $P_{av3} = 90 \text{ W}$ bei einer Frequenz von $f = 90 \text{ kHz}$ gemessen, die für dieses Beispiel gefordert war. Die Sätti-

gungsenergien für die Berechnung waren $E_{sat\,1} = 19\,\mu J$, $E_{sat\,2} = 167\,\mu J$ und $E_{sat\,3} = 1,87\,mJ$. Die Spannung des AOM erzeugt das entsprechende Leistungssignal aus dem Seedlaser. Die Pulsdauer wird auf die spätere verwendete Laserpulsdauer $t_p = 1\,\mu s$ durch die AOM Kennlinie von Abbildung 12 umgewandelt. Durch jede Verstärkerstufe wird das Signal immer weiter in Richtung eines Top-Hat-Profiles geändert. Am Ende des Systems kam mit diesen Einstellungen das entsprechende Signal heraus. Es zeigt, dass die Berechnung des zeitlichen Verlaufes des Ausgangspulses stimmt.

In einem weiteren Versuch wurde ein spezieller Leistungsverlauf vorgegeben. Mit der festgelegten mittleren Leistung, die nach der jeweiligen Verstärkerstufe entstehen soll, wurde das zugehörige Spannungssignal berechnet und an die Anlage übergeben. Das erhaltene Leistungssignal ist dann in der folgenden Abbildung rot dargestellt.

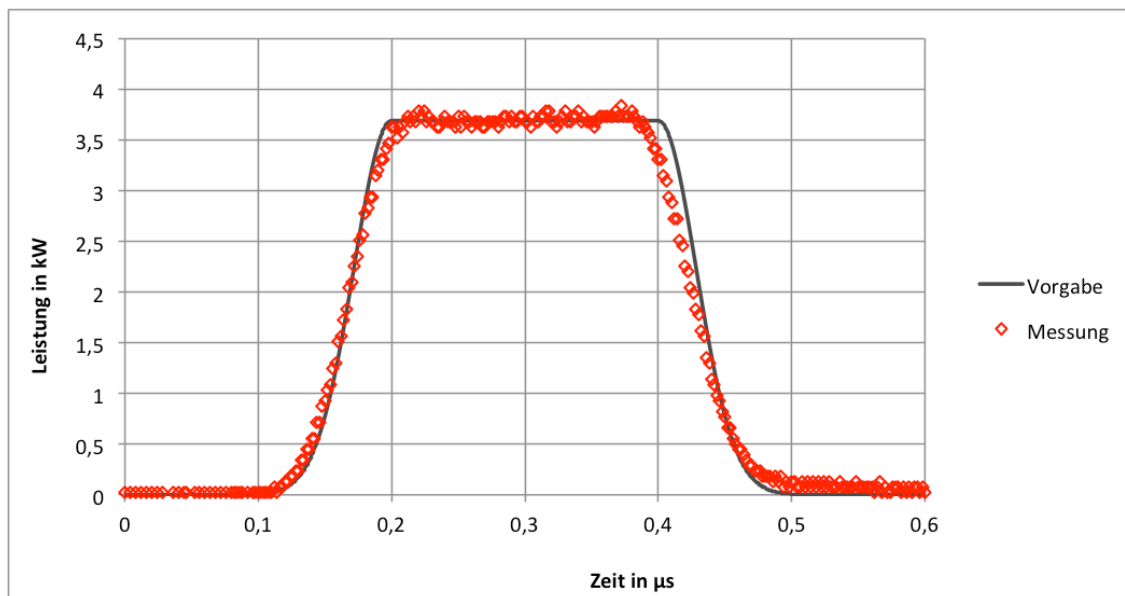


Abbildung 17: Vergleich der Simulation und Messung eines Top-Hat-Puls

Die mittlere Leistung wurde auf $P_{av} = 50\,W$ eingestellt. Bei einer Frequenz von $f = 50\,kHz$ ergibt sich eine Pulsenergie von $E_p = 1\,mJ$. Dabei lässt sich gut erkennen, dass Messung und Vorgabe gut übereinstimmen. Die Leistung und auch die Pulsdauer entsprechen der Vorgabe. Leichte Abweichungen sind an den oberen Eckpunkten gegeben. Mögliche Ursachen können die Schaltgeschwindigkeit des AOM oder des dazugehörigen Funktionsgenerator sein, dessen Anstiegszeiten nicht klein genug sind. Auch die drei Verstärkungen können einen Einfluss auf den Verlauf haben. Die Abweichungen sind sehr gering es kann nun für verschiedene Pulsformen die Eingangssignale berechnet werden. In der folgenden Abbildung ist dies mit einem Gaußburst gezeigt.

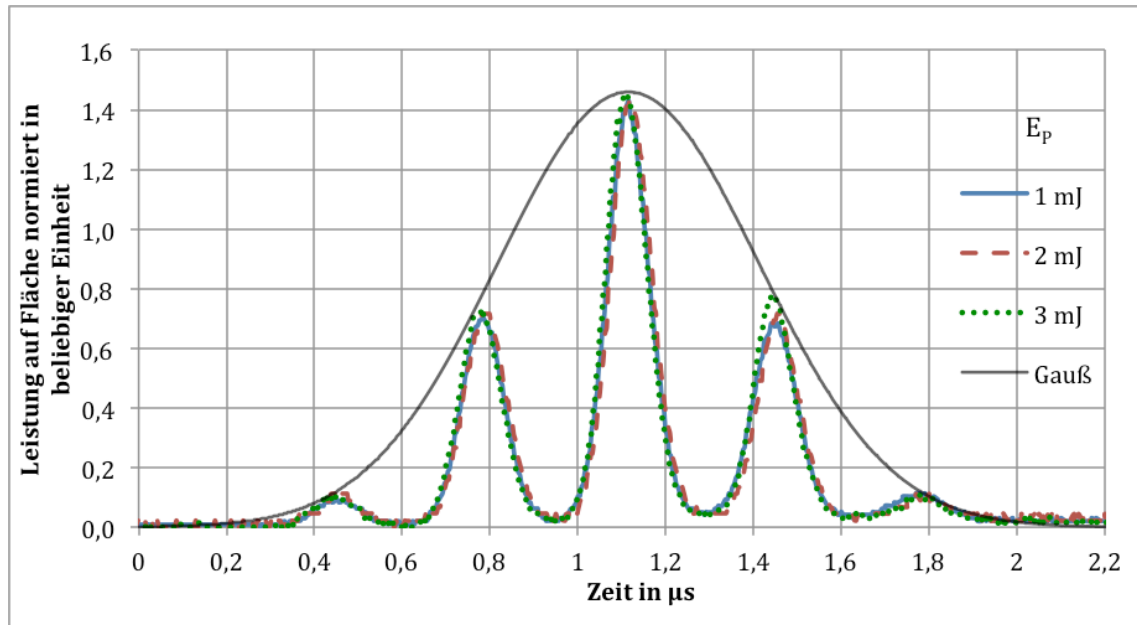


Abbildung 18: Verstärkung auf ein Gaußburst

Dies bedeutet, dass eine symmetrische Funktion entstehen soll, bei der das Maximum ($t = 1,1 \mu\text{s}$) doppelt so hoch sein soll wie die benachbarten Maxima. Das erste und das letzte lokale Maximum soll ein Fünftel des zweiten bzw. vierten besitzen. Eine einhüllende Gaußfunktion sollte existieren, auf denen alle Maxima liegen. Die Höhe selber ist in diesem Versuch nicht ausschlaggebend, sondern eher der Vergleich der linken und rechten Maxima. Wenn diese etwa gleich hoch sind bzw. auf der Einhüllenden liegen, dann stimmt die Berechnung der Sättigungsenergien. Dafür wurde die Verstärkung bzw. die mittlere Leistung der Laserstrahlung nach jeder Verstärkerstufe für die Berechnung vorgegeben und an der Anlage eingestellt. Durch jede Verstärkung erfährt der Puls eine Veränderung des zeitlichen Verlaufes. Nach der dritten Stufe, bei einer Ausgangsleistung von $P_{out} = 90 \text{ W}$, sollte dann der Gaußburst entstehen. In der Abbildung ist zu erkennen, dass die Spitzen recht gut übereinstimmen. Zur weiteren Kontrolle wurden verschiedene Pulsenergien durch Veränderung der Frequenz verwendet. Dazu musste immer das Spannungssignal für den AOM neu berechnet werden, denn die Verstärkung bzw. die Veränderung des zeitlichen Verlaufes des Pulses ist für jede Verstärkerstufe anders. In der Abbildung 18 wurde der Puls normiert, damit die Unabhängigkeit des Verlaufes von der Energie erkennbar ist. Es lässt sich festhalten, dass die Bestimmungen der Sättigungsenergien aller drei Stufen gestimmt haben und die Anlage unabhängig von der Pulsenergie das Ziel erreicht.

Es gibt aber Grenzen bei der Einstellung der Pulsformen. Der Seedlaser wurde mit Pulsdauern von $t_{FWHM} = 275 \text{ ns}$, Anstiegszeiten $\tau_{rise/fall} = 25 \text{ ns}$ und der Maximalleistung von $P_{maxSeed} = 3 \text{ W}$ eingestellt. Bei Frequenzen unter $f = 25 \text{ kHz}$ sind schon bei geringen Pumpleistungen von $P_{pump1} = 3 \text{ W}$ der 1. Verstärkerstufe er-

höhte Leistungen in der rückläufigen Strahlung messbar. Bei diesen Werten fängt die verstärkte Spontanemission an. Die maximale Seedleistung sollte bei einer Pumpleistung von $P_{pump1} = 4\text{ W}$ nicht unter $P_{maxSeed} = 3\text{ W}$ betrieben werden. Pulsdauern unter $t = 100\text{ ns}$ mit einer Pumpleistung von $P_{pump1} = 4\text{ W}$ sind ebenfalls nicht zu empfehlen.

4.4 Strahlqualität

4.4.1 Messaufbau

Mit Aufbau der Gesamtanlage wurde die Strahlqualität untersucht. Dazu wurde mit einer selbstgebauten Anlage das Strahlprofil im Fokusbereich gemessen.

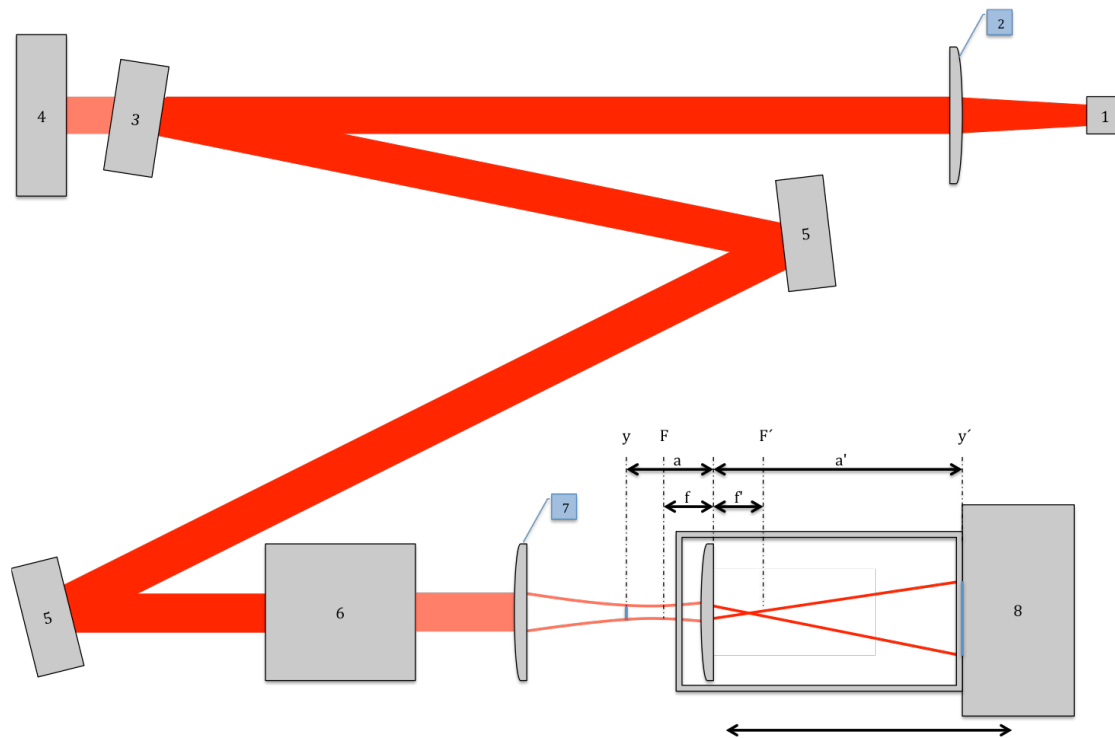


Abbildung 19: Messaufbau zur Bestimmung der Strahlqualität

Nach der Faser (1) entstand ein divergenter Strahl, der mit einem Kollimator (2) auf einen möglichst guten Parallelstrahl gebracht wurde. Mit diesem parallelisierten Strahl wurde auf einen Laserspiegel (3) gestrahlt, der nur die Wellenlänge des Laserstrahls und nicht die der Pumpstrahlung reflektiert. Es konnten die minimalen Restanteile der anderen Wellenlängen in einer Strahlfalle (4) beseitigt werden. Dies ist notwendig gewesen, da die Pumpstrahlung im Mantel die Messung stark beeinflusst hätte. Der Strahldurchmesser wäre erheblich größer als der des eigentlichen Laserstrahles. Der Laserspiegel funktioniert aber nur bei einem Reflek-

tionswinkel bis 10° zwischen einfallenden und reflektierten Strahl. Um die Messschiene aufbauen zu können, wurden noch weitere Umlenkspiegel (4) eingebaut, um den Strahl in die richtige Position zu bringen. Der Strahl durchquert einen Abschwächer (6), damit die Leistung auf nur ein paar wenige mW reduziert wird. Die CCD-Kamera (8) hält nicht so hohe Leistungen aus und würde zerstört werden. Im Anschluss kommt ein abbildendes System, das aus der CCD-Kamera und einer Linse besteht, die über ein Rohr, welches das Streulicht der Umgebung abschirmt, fest miteinander verbunden sind. Die Position der Messeinheit und somit der Lage der Gegenstandsgröße y kann über eine Stellschraube geändert werden und viele kleine Lageänderungen in z -Richtung sind möglich. In den Versuchen wurde die Änderung von $ds = 0,5 \text{ mm}$ gewählt. Aufgrund der festen Verbindung von Linse mit einer Brennweite $f = 30 \text{ mm}$ und CCD-Kamera ist die Bildweite von $\alpha' = 210 \text{ mm}$ konstant und ein Abbildungsmaßstab von $\beta' = 6$ wird immer erzielt.

4.4.2 Bestimmung der Strahlqualität

Zur Bestimmung der Strahlqualität wurde das abbildende System mit der CCD-Kamera in der Nähe des Fokusbereiches verschoben. Die Verschiebung erfolgte mit möglichst kleiner Schrittweite und konnte in diesem Fall von nur einem halben Millimeter realisiert werden. Dieser Abstand entsprach etwa fünf Bildern innerhalb der Rayleighlänge, die in der Norm gefordert sind. Es wurde noch mehrere Bilder aufgenommen, wobei versucht wurde, gleich viele Bilder vor und nach dem Fokus aufzunehmen. Für die Berechnung war das nicht zwingend notwendig, sondern dient lediglich für eine bessere Darstellung. Es wurden immer versucht, je fünf Bilder vor und nach dem Fokus aufzunehmen sowie eins im Fokus. Die Aufnahme erfolgte über die Zählung der Photonen, die auf den einzelnen Pixel der CCD-Chip getroffen sind. Je mehr Strahlung auf den Pixel trifft, desto heller ist er auf dem folgenden Bild zu sehen.



Abbildung 20: Aufnahme des Laserstrahl vor (links), im (mitte) und nach (rechts) der Strahltaile

Mit dieser Aufnahme ist schon zu erkennen, dass nicht wie gewohnt ein gleichmäßiges Strahlprofil entsteht, wie es bei einem Faserlaser zu erwarten gewesen wäre, sondern mehrere einzelne Maxima. Dies liegt an dem Anschwingvermögen des Lasers, das bei dieser Anlage nur einige Moden zulässt. Bei Monomode, also nur einer Mode, wäre eine gaußartige Verteilung zu erwarten. Bei Multimode, sehr viele Moden schwingen an, käme es zu einer Überlagerung und eine gleichmäßige Verteilung wäre sichtbar. Das bedeutet ein Kreis mit gleicher Helligkeit.

Die anderen Bilder zeigten ebenfalls solche Intensitätsverteilungen. Nun wäre zwar ohne die Vorkenntnisse eine schlechte Strahlqualität zu vermuten gewesen, dies ist aber nicht der Fall. Ein Programm im Matlab, das im Rahmen einer Projektarbeit an der Hochschule Mittweida (von Herr Olbrich) entstand, dient zur Auswertung. Die folgende Abbildung zeigt die grafische Oberfläche des Programmes.

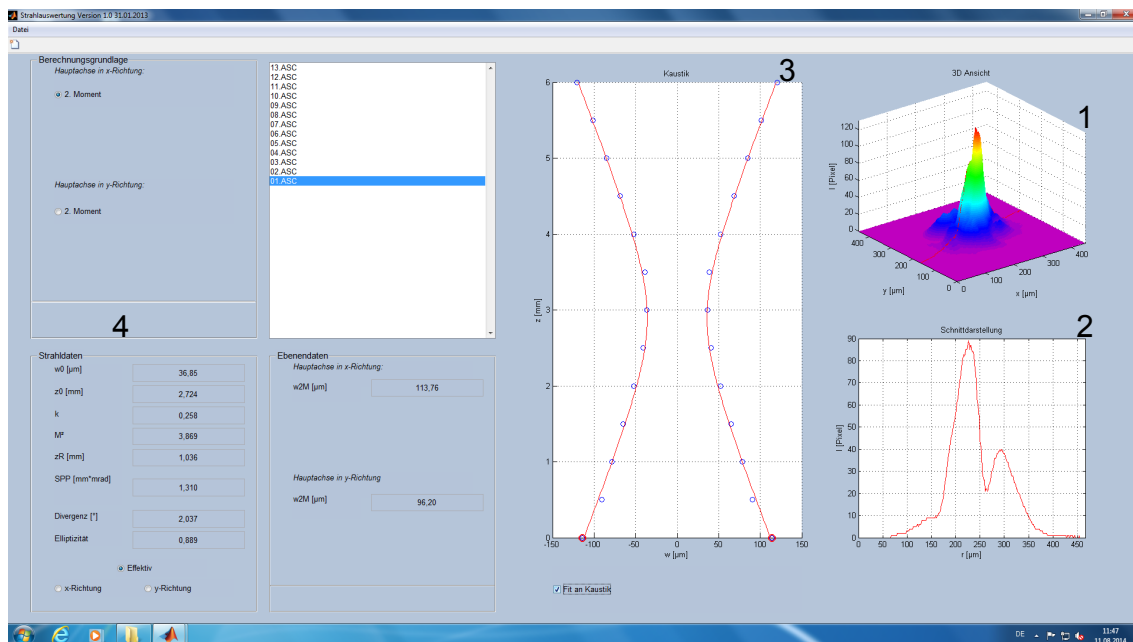


Abbildung 21: Programm zur Bestimmung der Strahlqualität

Mit diesem Programm konnten die Bilder eingelesen werden und anhand der Graustufen die Häufigkeit nachgebildet werden. Dies ist im rechten oberen Bild (1) erkennbar. Das darunter liegende Diagramm (2) zeigt den Verlauf im Querschnitt. In der Mitte sind die Strahldurchmesser der jeweiligen Aufnahmen, die durch die Momentengleichungen berechnet wurden, dargestellt. Die Berechnungsvorschrift ist in Abschnitt 3.3 vorgestellt worden. Durch die Momentengleichungen ist ein richtungsunabhängiger Strahlquerschnitt berechenbar. Andere Verfahren wie die Schneidmethode oder den Versuch einer Überlagerung einer Gaußfunktion zeigen bei diesen Aufnahmen große Abweichungen. Im unteren linken Bereich (4) sind die Strahleigenschaften dargestellt. Mit diesem Programm konnten unter anderem die Beugungsmaßzahl $M^2 = 3,9$ sowie das Strahlparameterprodukt $SPP_{real} =$

$1,3 \text{ mm} * \text{mrad}$ oder die Divergenzhalbwinkel von $\frac{\theta}{2} = 2^\circ$ berechnet werden. Eine Beugungsmaßzahl von weniger als 4 wurde ermittelt. Vergleichbare Anlagen besitzen einen meist höheren Wert und sind damit schlechter. Da es nicht das primäre Ziel war eine hohe Strahlqualität zu erzeugen, ist dieser Wert sehr zufriedenstellend. Dieser Wert kann aber noch verringert werden, wenn eine Endkappe hinzugefügt wird. Die ermittelte Beugungsmaßzahl ist mit einem einfachen Bruch der Endfläche gemessen wurden. Durch Abplatzungen von Kernmaterial am Rand können Strahlanteile in andere Richtungen als vorhergesehen aus der Faser austreten. Dies verschlechtert das Ergebnis und mit einer ordentlichen Endkappe ist es vermeidbar.

4.5 Polarisation

4.5.1 Messaufbau

Der Polarisationszustand ist ebenfalls von großer Bedeutung. Dieser ist notwendig um eine mögliche Vorzugsrichtung der Strahlung bei der Materialbearbeitung festzustellen. Der verwendete Messaufbau weicht nicht von dem der Theorie ab. Eine Abbildung ist im Abschnitt 3.4 dargestellt. Die Anlage wurde für kontinuierlichen Betrieb eingestellt. Der Seedlaser erzeugte eine Leistung von $P_{Seed} = 3 \text{ W}$, die erste Verstärkerstufe eine Pumpleistung von $P_{Pump1} = 1,5 \text{ W}$ und der zweiten von $P_{Pump2} = 4,7 \text{ W}$. Die dritte Stufe wurde mit $P_{Pump3} = 3,5 \text{ W}$ betrieben. Alle Verstärkerstufen wurden mit geringen Pumpleistungen betrieben, um eine Ausgangsleistung von $P_{out} = 3 \text{ W}$ zu erzeugen. Dies gewährleistet, dass der verwendete Polarisationsfilter nicht zerstört wurde. Die Stabilität der Leistung war gegeben, damit die Messung durchgeführt werden konnte. Es traten Leistungsschwankungen von $dP = 0,01 \text{ W}$ maximal auf.

4.5.2 Messdurchführung

In den Laserstrahl wurde ein Linearpolarisationsfilter (Teilungsverhältnis 50:50) eingebaut an der Stelle wo sich das abbildende System in Abbildung 19 befand. Die Leistung der durchgelassenen Strahlung wurde gemessen. Die Viertelwellenlängenplatte befindet sich zunächst nicht im Strahlengang. Um eine Vorzugsrichtung zu erkennen, wurde dieser mit kleinen Winkeln immer weiter gedreht. Dabei entstand die blaue Kurve.

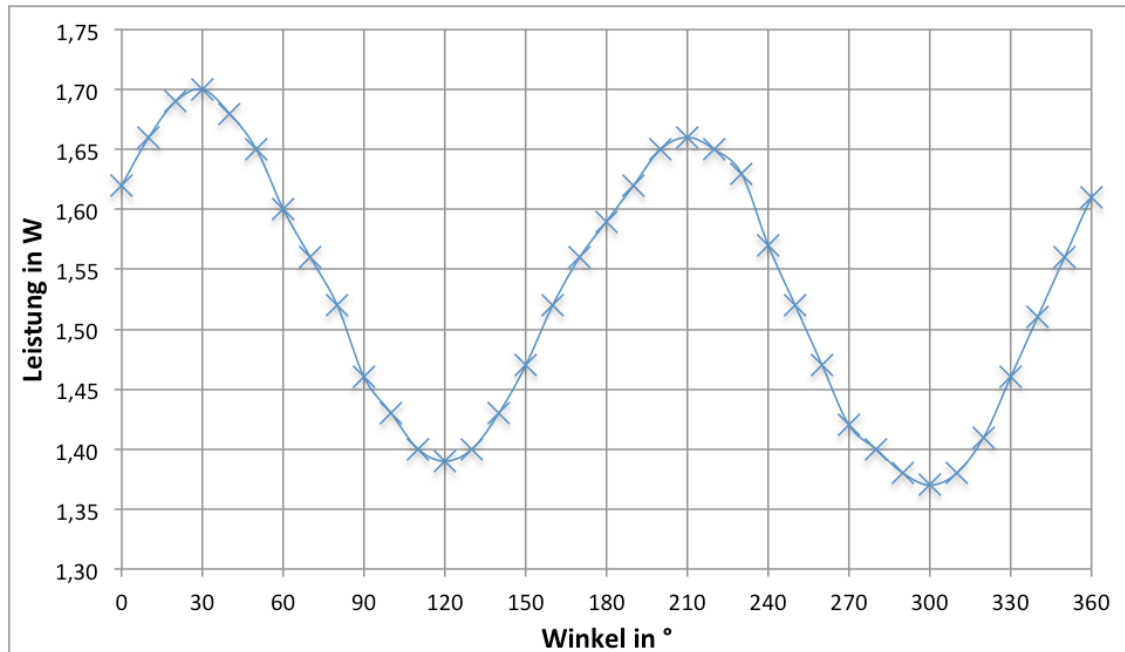


Abbildung 22: Messung der Leistung nach Einbau und Verdrehung von Polarisationsfilter

Wäre bei dieser Messung eine Änderung von Null bis zu einem maximalen Wert aufgetreten, dann wäre der Polarisationszustand rein linear. Die Norm schreibt dazu vor, dass bei einem Kontrastwert K von größer als 0,9 der Strahl linear polarisiert ist.

Kontrastwert
$$K = \frac{P_x - P_y}{P_x + P_y}$$
 Formel 37

Dabei sind für P_x und P_y die maximalen und minimalen Werte einzutragen, die bei einem linearen Filter um 90° Verdrehung sein sollten. Für die untersuchte Anlage ist $P_x = 1,7 \text{ W}$ und $P_y = 1,37 \text{ W}$ und es ergibt sich ein Kontrast $K_1 = 0,107$ der kleiner als 0,9 ist. Der Strahl muss weiter untersucht werden und es wurde eine Viertelwellenlängenplatte davor eingebaut. Für die Norm wird die maximale und minimale Leistung gesucht, unabhängig von dem Winkel zwischen den jeweiligen Elementen. Dabei ergaben sich dann die Werte $P_{max} = 1,66 \text{ W}$ und $P_{min} = 1,34 \text{ W}$ der Strahlung die ebenfalls in die Gleichung für den Kontrast eingesetzt wurden. Der Kontrast beträgt $K_2 = 0,107$. Wenn beide Kontrastwerte kleiner als 0,1 sind und die Leistungsschwankung größer 10% ist, dann sagt die Norm, dass der Strahl statistisch (willkürlich) polarisiert ist. Da aber die zwei bestimmten Kontraste größer sind wird der Strahl als teilweise elliptisch polarisiert eingestuft. Für die Beschreibung des Polarisationszustandes sind die Stokes-Parameter notwendig.

4.5.3 Stokes-Parameter

Für die Berechnung der Stokes-Parameter wurde die Formel 36 mit den Messwerten angepasst. Dabei wurde die gleiche Einstellung, wie in Abschnitt 4.5.1 beschrieben, verwendet. Die Phasenverzögerungsplatte wurde schrittweise gedreht und die Leistung gemessen. Die Stellung des Linearpolarisators wurde nicht verändert.

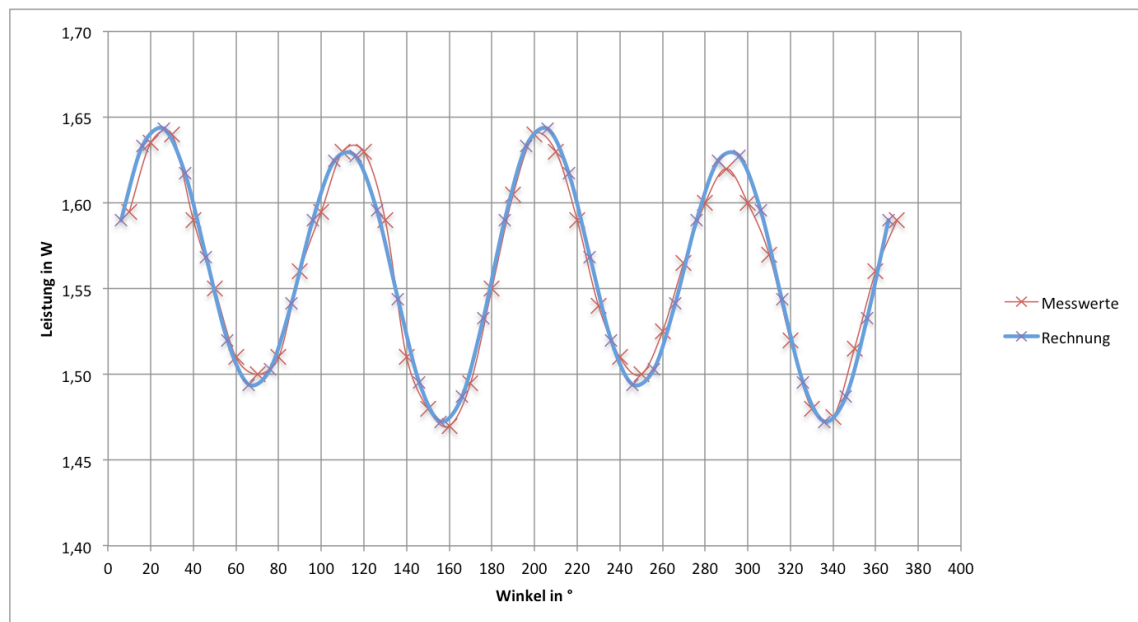


Abbildung 23: Ermittlung der Stokes-Parameter

Nachdem die Gleichung angepasst wurde, ergaben sich dann folgende Werte:

$$S_0 = 3.18 \text{ W}$$

$$S_1 = -0.12 \text{ W}$$

$$S_2 = -0.285 \text{ W}$$

$$S_3 = -0.025 \text{ W}$$

Mit diesen Werten und den Formeln 29 bis 32 können die beschreibenden Parameter berechnet werden. Die Division von Formel 31 und Formel 32 ermöglicht die Berechnung des Azimutwinkels Φ .

Azimutwinkel	$\Phi = 0.5 \cdot \arctan \frac{S_2}{S_1}$	Formel 38
--------------	--	-----------

$$\Phi = 0,5 \cdot \arctan \frac{-0,285}{-0,12} = 42,5^\circ$$

Mit dem Azimuthwinkel lässt sich mit Formel 32 und Formel 33 der Elliptizitätswinkel bestimmen.

$$\text{Elliptizitätswinkel} \quad \epsilon = 0,5 \cdot \arctan \left[\frac{S_3}{S_2} \cdot \sin(2 \cdot \Phi) \right] \quad \text{Formel 39}$$

$$\epsilon = 0,5 \cdot \arctan \left[\frac{-0,025}{-0,285} \cdot \sin(2 \cdot 42,5^\circ) \right] = 2,5^\circ$$

Es lässt sich nun die Leistung der polarisierten Komponente bestimmen. Dies geschieht am besten mit Formel 34.

$$S_p = \sqrt{(-0,12 \text{ W})^2 + (-0,285 \text{ W})^2 + (-0,025 \text{ W})^2} = 0,31 \text{ W}$$

Mit Formel 35 lässt sich der Polarisationsgrad berechnen.

$$p = \frac{S_p}{S_0} = \frac{0,31 \text{ W}}{3,18 \text{ W}} = 0,097$$

Die Anlage ist zu ca. 10 % polarisiert. Der Rest ist unpolarisierte Strahlung.

5 Bewertung und Ausblick

Die Untersuchungen an dieser Anlage ergaben einen stabilen und sicheren Betrieb. Es wurden mittlere Leistungen von $P_{out} = 100\text{ W}$ erreicht, bei der die zeitliche Einstellung des Pulsverlaufes möglich ist. Dabei kann die Einstellung der Pulsennergien bei verschiedenen Frequenzen bis $E_p = 3\text{ mJ}$ erfolgen. Dies ist bisher noch nicht möglich gewesen.

Eine Verbesserung der Strahlqualität ist bei dieser Anlage noch möglich, um eine bessere Beugungsmaßzahl zu erreichen. Dazu muss nur eine geeignete Endkappe an das Faserende angebracht werden.

6 Danksagung

Besonders möchte ich mich ganz herzlich bei Herrn Dipl.-Ing (FH) Stefan Mauersberger bedanken. Er übernahm die umfangreiche Betreuung und unterstützte mich durch seine hilfreichen Anregungen und Ratschläge. Zudem gilt mein Dank auch Herrn Prof. Dr. Bernhard Steiger, der mir als Betreuender Professor ebenfalls unterstützend zur Seite stand.

Abschließend bedanken möchte ich mich bei meinen Eltern, die mir dieses Studium ermöglicht haben und auf deren Unterstützung ich immer zählen kann und konnte. Außerdem bei meinen Freunden, die mich während dieser Zeit unterstützten und begleiteten.

Literatur

- [optikwiki] <http://optikwiki.harzoptics.de>
- [Vewinger] Vewinger, Frank: Entwicklung und Test eines neuartigen Detektors zur Bestimmung des Polarisationszustands von Licht; Universität Kaiserslautern; 2000
- [rp-pho] http://www.rp-photonics.com/encyclopedia_de.html
- [jenop] http://www.jenoptik.com/de_40516_jenlas_fiber_ns_10-30
- [solu] http://www.soliton-gmbh.de/fileadmin/Sonstige_Seiten/Soliton/J42.pdf
- [ino] <http://www.ino.ca/media/159104/mopaw-3-pulse-shaping-mopa-laser-platform.pdf>
- [schimpf] Schimpf, Damian: Compensation of pulse-shaping due to saturation in fiber-amplifiers, University Jena, 2009
- [eichler] Prof. Dr. Eichler, Jürgen: Die Strahlqualität von Lasern, TFH-Berlin, 2004
- [Dittrich] Dittrich, Corina: Scannerbasierte Mikromaterialbearbeitung mit dem Faserlaser, Westsächsische Hochschule, 2007

Anlagen



MOPAW-3

TYPICAL SPECIFICATIONS

Parameters	Unit	Ns regime	Ps regime	Comment
Spectral characteristics				
Wavelength	nm	1064.8 ± 0.2	1064.4 ± 0.2	Other wavelengths available upon request
Spectral bandwidth	nm	< 1	< 10	4σ measurement
Out of band optical power	%	< 10		Depends on pulse peak power
Temporal characteristics				
Nanosecond envelope rise time	ns	< 1.5		
Nanosecond envelope duration range	ns	1.25 → 500		Other durations available upon request
Single ps pulse duration	ps	NA	< 35	Longer durations available upon request
Ps pulse train repetition rate	GHz	NA	0.24 and 1.92	"Ps on demand" and "ps burst" regimes
Pulse shaping time resolution	ns	1		
Amplitude and stability characteristics				
Pulse shaping amplitude resolution	levels	8192 (13-bits)		
Nanosecond envelope amplitude stability	% RMS	< 1		
Nanosecond envelope energy stability	% RMS	< 1		
Average power stability	% RMS	< 1		
Power and energy characteristics				
Maximum pulse energy (nanosecond envelope)	μJ	250	500	
Maximum peak power	kW	50		
Maximum average power	W	25		50 W in development
Beam characteristics				
Beam quality, M ²		< 1.3		
Output beam diameter	mm	2 ± 0.2		@ + 200 mm after laser output aperture
Beam divergence (half-angle)	mrad	< 3		
Beam roundness	%	> 90		
Beam waist astigmatism	%	< 15		
Beam waist asymmetry	%	< 10		
Polarization type		Linear, horizontal		Unpolarized version available
PER	dB	> 20		
Operational characteristics				
Allowable pulse repetition range (external trigger)	kHz	Single shot up to 500		Other repetition rates available upon request
Allowable pulse repetition range (internal trigger)	kHz	0.03 to 500		Other repetition rates available upon request
System warm-up time	min	< 5		

Abbildung 24: Screenshot von [ino]

[JENOPTIK AG](#) | [Presse](#) | [Investoren](#) | [Karriere](#) | [Einkauf](#) | [Kontakt](#)

[Global Deutsch](#)

[SUCHEN](#)

[LASER & MATERIALBEARBEITUNG](#)
[OPTISCHE SYSTEME](#)
[INDUSTRIELLE MESSTECHNIK](#)
[VERKEHRSSICHERHEIT](#)
[VERTEIDIGUNG & ZIVILE SYSTEME](#)

Laser & Materialbearbeitung

[» Startseite](#)
[» Laser & Materialbearbeitung](#)
[» Festkörper- & Faserlaser](#)
[» Industrie](#)
[» Mikromaterialbearbeitung und Markierung](#)
[» JenLas® fiber ns 10-70](#)

[PRODUKTNAVIGATOR](#)

LASER & MATERIALBEARBEITUNG

- » Diodenlaser
- » **Festkörper- & Faserlaser**
 - » Festkörperlaser-Selektor
 - » Medizin
 - » Show & Entertainment
 - » Verteidigung
 - » **Industrie**
 - » **Mikromaterialbearbeitung und Markierung**
 - » JenLas® disk IR50 / IR70
 - » JenLas® disk IR70E
 - » **JenLas® fiber ns 10-70**
 - » JenLas® fiber cw 100-500
 - » JenLas® D2.fs
 - » Schneiden und Schweißen
 - » Lasermaschinen
 - » Abluftreinigungsanlagen
 - » Laserapplikationen
 - » Service & Support
 - » Auszeichnungen & Preise
 - » Unsere Firmen

[OPTISCHE SYSTEME](#)

[INDUSTRIELLE MESSTECHNIK](#)

[VERKEHRSSICHERHEIT](#)

[VERTEIDIGUNG & ZIVILE SYSTEME](#)

[ANSPRECHPARTNER](#)

[NEWS](#)

[DOWNLOADS](#)

[TERMINE](#)

[ÜBER UNS](#)

Faserlaser

JenLas® fiber ns 10-70

luftgekühlte Faserlaser

Mit den gepulsten Nanosekundenlasern basierend auf der Faserlasertechnologie erweitert Jenoptik die Applikationsmöglichkeiten in der Lasermaterialbearbeitung.

JenLas® fiber ns 10-70 Watt sind luftgekühlte Faserlaser mit einem einstellbaren Pulsdauerbereich von 3 bis 500 ns. Neben Markierungs- und Beschriftungsanwendungen eignen sie sich optimal für die Durchführung von verschiedensten Schneid-, Bohr- und Strukturierapplikationen. Je nach Ausführung lassen sich dabei Pulsspitzenleistungen von bis zu 20 kW erreichen.

Anwendungsgebiete

- Markieren
- Ritzen
- Dünnschichtabtrag
- Siliziumbearbeitung
- Trimmen
- Schneiden

Angeboten wird der JenLas® fiber ns 10-70 Watt in einer Basic- und Advanced-Ausführung, die sich durch unterschiedliche Performance unterscheiden. Die Basic-Systeme in der Leistungsklasse 10 oder 20 Watt sind von 1 bis 200 kHz modulierbar und haben feste Puls-längen. Der Leistungsumfang der Laser ist auf die Hardwareansteuerung beschränkt.

Die Advanced-Systeme in den Leistungsklassen 20, 50 und 70 Watt bieten erweiterte Ansteuermöglichkeiten und eine gesteigerte Performance. Zusätzlich ermöglichen sie einen cw-Betrieb sowie Puls-wiederholraten bis zu 1 MHz, bei denen man die Plus-länge durch verschiedene Modi auswählen kann.

DOWNLOADS

Laser Applications for Photovoltaics

JenLas® fiber ns 10-70

HERSTELLER

JENOPTIK Laser GmbH

ANSPRECHPARTNER

LASER UND MATERIALBEARBEITUNG

Vertrieb Laser

Telefon: + 49 3641 65-3053

Fax: + 49 3641 65-4011

sales-laser.lm@jenoptik.com

Abbildung 25: Screenshot von [jenoptik]

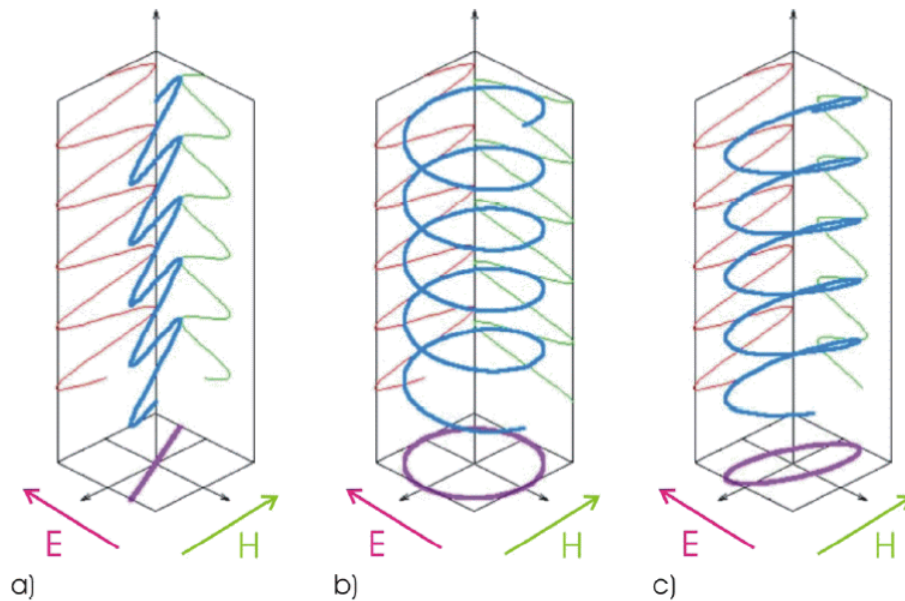
[[polarisation]]

HARZOPTICS OPTIKWIKI

Zeige Quelltext [Ältere Versionen](#)[Letzte Änderungen](#)[Suche](#)Zuletzt angesehen: » [start](#) » [polarisation](#)

Polarisation

Die elektromagnetische Welle des Lichts ist transversal, das heißt der elektrische und der magnetische Feldvektor stehen senkrecht zur Ausbreitungsrichtung des Lichts. Die aufgespannte Ebene zwischen dem elektrischen Feldvektor und der Ausbreitungsrichtung z ist die Ausbreitungsebene des Lichts. Bei natürlichem Licht ist diese Ebene nicht festgelegt und ergibt somit unpolarisiertes Licht. Werden nun durch äußere, wellenbeeinflussende Mittel die Ausbreitungsebenen eingeschränkt, spricht man von polarisiertem Licht. Diese polarisierten Wellenfelder unterscheiden sich durch die Schwingung des elektrischen Feldvektors, der in seine Komponenten E_y und E_x zerlegt werden kann. Sind diese Feldstärkevektorkomponenten phasengleich, entsteht eine lineare Polarisation der Lichtwelle. Sind dagegen beide Komponenten in der Phase unterschiedlich, ergeben sich elliptisch oder sogar zirkular polarisierte Wellen.




Polarisationsarten a) linear b) zirkular c) elliptisch

Quellen


OPTOSOFT-Lernsoftware der [HarzOptics GmbH](#)

Abbildung 26: Screenshot von [optikwiki]



RP PHOTONICS ENCYCLOPEDIA

Learn on lasers and photonics every day!



[Consulting](#)
[Software](#)
[Encyclopedia](#)
[Buyer's Guide](#)

HOME

SEARCH

SPOTLIGHT

BUYER'S GUIDE

CATEGORIES

GLOSSARY

QUIZ

ADVERTISING

A

B

C

D

E

F

G

H

I

J

K

L

M

N

O

P

Q

R

S

T

U

V

W

X

Y

Z

Article keyword: go there
Note: this box searches only for keywords in the titles. For full-text searches, use our [search page](#).

Gain Saturation

<<< | >>>
Feedback

Definition: the phenomenon that the gain of an amplifier is reduced for high input signal powers

German: Verstärkungssättigung

Categories: optical amplifiers, lasers, physical foundations

How to cite the article; suggest additional literature

An amplifier device such as a laser gain medium cannot maintain a fixed gain for arbitrarily high input powers, because this would require adding arbitrary amounts of power to the amplified signal. Therefore, the gain must be reduced for high input powers; this phenomenon is called *gain saturation* (or *gain compression*).

In the case of a *laser* gain medium, the gain does not instantly adjust to the level according to the optical input power, because the gain medium stores some amount of energy, and the stored energy determines the gain. For example, a sudden increase in the input power of a laser gain medium will reduce the gain only within a certain time, because the population of excited laser ions is only reduced with a certain finite rate. This has important consequences for the *laser dynamics*.

The general dynamic equation for the gain is

$$\frac{\partial g}{\partial t} = -\frac{g - g_{ss}}{\tau_g} - \frac{g P}{E_{sat}}$$

where g is the gain coefficient (assumed to be small), g_{ss} the *small-signal gain* (for a given pump intensity), τ_g the gain relaxation time, P the power of the amplified beam, and E_{sat} the *saturation energy* of the gain medium. Note that the power amplification factor is $\exp(g)$, and must not be confused with g .

– **Gain Saturation in the Steady State**

In the steady state (i.e., for long time scales with constant pump power and resonator losses),


BUYER'S GUIDE

Use the [RP Photonics Buyer's Guide](#) to find suppliers for photonics products! You will hardly find a more convenient resource.

Ask [RP Photonics](#) for advice on any aspect of laser gain media. Also see a [demo case for gain saturation in a fiber amplifier](#).

RP Fiber Power – the versatile Fiber Optics Software

Arbitrary Index Profiles
 A fiber's index profile may be more complicated than just a circle:



Here, we "printed" some letters, translated this into an index profile and initial optical field, propagated the light over some distance and plotted the output field – all automated with a little script code.

<
||
>

See our [detailed description](#) with many [case studies](#)!

Contact us to get a quotation!

– Show all banners –
– Get your own banner! –

Abbildung 27: Screenshot von [rp-pho]

Sehr geehrter Leser,

mit der Auswahl unseres Produktprogramms folgen wir stets auch aktuellen technischen Entwicklungen. Der Trend zur Miniaturisierung bei Laserquellen ist ungebrochen. Das sehen Sie zum Beispiel an den neuen Mini q-switch Nd:YAG Lasern auf dieser Seite unten, aber auch an den im IR durchstimmbaren Quantenkaskadenlasern auf Seite 3.

Auch bei einer Vielzahl spektroskopischer Techniken, wie z.B. IR, NIR, THz, Raman oder LIBS sind kompakte handgehaltene Systeme weiter im kommen.

Viel Spaß beim Lesen. Für weitere Produktinformationen besuchen Sie unsere Homepage oder rufen Sie uns an.

Ihr Soliton Team

www.soliton-gmbh.de



Diodengepumpte Mini Nd:YAG Laser mit Güteschaltung



Mit ihren geringen Abmessungen – Oszillatoren im Bild links oben jeweils 35x95x25mm und kompletter Laser inklusive Versorgung und Steuerelektronik im Bild darunter 76x170x56mm – sind die **Jewel** Laser von **Quantum Composers** ideal für die OEM-Integration in verschiedenste Anwendungen geeignet. Dazu gehören z.B. die Plasma-erzeugung oder die Materialanalyse.

Die Mini Nd:YAG-Laser werden mit Dioden gepumpt und sind gütegeschaltet, wobei die Pumpdioden hier im Pulsbetrieb arbeiten. Mit 15mJ bei 1064nm erreichen die **Jewel** Laser relativ hohe Einzelpulsenergien bei typischen Pulsdauern von 8-12nsek. Die Wiederholraten gehen bis 40Hz. Eine Wasserkühlung ist nicht notwendig.

Abbildung 28: Screenshot von [solu]

Selbstständigkeitserklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig und nur unter Verwendung der angegebenen Literatur und Hilfsmittel angefertigt habe.

Stellen, die wörtlich oder sinngemäß aus Quellen entnommen wurden, sind als solche kenntlich gemacht.

Diese Arbeit wurde in gleicher oder ähnlicher Form noch keiner anderen Prüfungsbehörde vorgelegt.

Mittweida, den 08.Dezember 2014

.....

René Menzel